



L'ABONDANCE DU DEUTÉRIUM, DE L'ULTRAVIOLET AU VISIBLE

Guillaume Hebrard

► To cite this version:

Guillaume Hebrard. L'ABONDANCE DU DEUTÉRIUM, DE L'ULTRAVIOLET AU VISIBLE. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2000. Français. NNT : . tel-00002333

HAL Id: tel-00002333

<https://theses.hal.science/tel-00002333>

Submitted on 29 Jan 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ÉCOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET D'ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE

THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS VII (Denis Diderot)

spécialité :
ASTROPHYSIQUE ET TECHNIQUES SPATIALES

par
Guillaume HÉBRARD

**L'ABONDANCE DU DEUTÉRIUM,
DE L'ULTRAVIOLET AU VISIBLE**

Soutenue le 6 décembre 2000 devant le Jury composé de :

Président :	Pierre Léna
Rapporteurs :	Michel Marcelin George Sonneborn
Examineurs :	Roger Ferlet Daniel Péquignot Alfred Vidal-Madjar

Présentation

Le deutérium est l'isotope de l'hydrogène dont le noyau atomique est formé d'un proton et d'un neutron. Il a été découvert avec l'eau lourde par Harold C. Urey en 1931 ; cette découverte valu à son auteur l'obtention du prix Nobel de chimie. Il est bien moins abondant que l'hydrogène ordinaire, dont le noyau atomique est composé uniquement d'un proton ; dans l'eau de mer, par exemple, on ne trouve qu'un atome de D pour environ 7000 atomes de H.

Les conditions nécessaires à la synthèse du deutérium sont extrêmement spécifiques. Elles n'ont probablement été remplies qu'à un seul moment : lors de la nucléosynthèse primordiale, quelques minutes après le Big Bang. L'Univers était alors très chaud et très dense et les noyaux de deutérium étaient créés par fusion. Ils pouvaient à leur tour fusionner avec d'autres noyaux pour donner naissance à des noyaux plus lourds, notamment d'hélium. Cependant, la dilution de la matière provoquée par l'expansion de l'Univers a permis à quelques traces de deutérium de survivre. Ces traces constituent donc un fossile datant de l'Univers primordial ; elles sont un indicateur direct de la vitesse d'expansion de l'Univers et de sa densité.

Cette interprétation n'a pas toujours fait l'unanimité. On peut citer par exemple Steven Weinberg qui écrit en 1976, dans son classique de la vulgarisation *Les trois premières minutes de l'Univers*, que nous ne “*pourrons jamais avoir la certitude que cette trace de deutérium n'a pas été produite par un mécanisme cosmologique quelconque auquel personne n'a encore pensé*”. Aucune source autre que le Big Bang n'a cependant été capable de rendre compte des abondances de deutérium mesurées depuis les années soixante-dix dans différents sites astrophysiques. Au contraire, le deutérium étant brûlé dès $\sim 500\,000$ K, l'activité stellaire fait décroître son abondance au cours du temps (celle-ci s'exprime usuellement en nombre d'atomes D rapporté au nombre d'atomes H et se note D/H).

Dans le cadre du modèle standard du Big Bang, il est aujourd'hui couramment admis que le deutérium n'est créé de manière significative que durant la nucléosynthèse primordiale, et que son abondance primordiale est le paramètre le plus sensible à la densité baryonique de l'Univers. Étant, après le Big Bang, uniquement détruit dans les étoiles, le deutérium constitue également un traceur privilégié de l'activité stellaire.

Ce modèle standard de création puis d'évolution du deutérium est contraint par trois types principaux de mesures de son abondance : les abondances primordiale, proto-solaire et interstellaire, respectivement représentatives de l'Univers il y a ~ 15 milliards d'années, ~ 4.5 milliards d'années et à l'époque actuelle. Si l'évolution du deutérium semble qualitativement claire, les observations de ces trois types d'abondances ne convergent pas pour l'instant vers trois valeurs bien définies. De nombreux travaux observationnels et théoriques sur le deutérium sont donc encore nécessaires pour contraindre les modèles de Big Bang et d'évolution chimique des galaxies.

C'est dans ce contexte qu'a été menée cette thèse, qui s'est déroulée à l'Institut d'Astrophysique de Paris¹ sous la direction d'Alfred Vidal-Madjar et de Roger Ferlet. Elle a porté essentiellement sur l'observation du deutérium et la mesure de son abondance dans le milieu interstellaire.

La méthode la plus précise de mesure de D/H consiste à observer les raies spectrales en absorption des séries de Lyman de l'hydrogène et du deutérium. Des observations de la raie Lyman α ont ainsi été réalisées dans l'ultraviolet avec le Télescope spatial *Hubble*, afin de mesurer D/H sur la ligne de visée de l'étoile double Sirius.

Cette thèse s'inscrit également dans le contexte de la mission spatiale FUSE (*Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer*). FUSE est un satellite observatoire de la NASA, réalisé en collaboration avec les agences spatiales canadienne (CSA) et française (CNES). L'objectif principal de cette mission est de mesurer D/H dans de nombreux sites astrophysiques à partir d'observations de la série de Lyman. Une part importante de mon travail a donc consisté à préparer cette mission et à analyser les premières observations. Les vérifications au sol et en vol ont cependant été plus longues que prévues et les spectres de FUSE n'ont été disponibles qu'en fin de thèse (le lancement ayant eu lieu le 24 juin 1999).

Le temps libéré par ces retards a été investi dans l'étude de faisabilité d'une nouvelle voie observationnelle permettant d'appréhender le problème du deutérium. Celle-ci est fondée sur l'observation des raies de Balmer du deutérium, dans le domaine visible à partir d'observatoires au sol. Ce travail a permis de réaliser les premières détections et identifications de la série de Balmer du deutérium, en émission dans des régions H II (figure 1). L'observation de ces raies, excitées par fluorescence, est susceptible de mener à une nouvelle méthode de mesure de D/H. Elle a déjà permis de déterminer la première limite supérieure observationnelle à l'abondance du deutérium dans une nébuleuse planétaire.

Le premier chapitre de cette thèse développe plus en détail la problématique liée au deutérium en astrophysique. Les résultats obtenus à partir des observations menées avec le Télescope spatial *Hubble* sont relatés dans le chapitre 2. Le chapitre 3 présente la mission FUSE et sa préparation puis le chapitre 4 l'analyse de ses premiers spectres. Enfin, le travail mené sur les raies de Balmer du deutérium est présenté dans le chapitre 5.

On trouvera dans les pages suivantes une table des matières détaillée.

1. Ma thèse a été interrompue d'avril 1998 à juillet 1999 par mon Service National, que j'ai effectué en tant que Coopérant-Chercheur dans l'équipe FUSE de l'Université Johns Hopkins à Baltimore (États-Unis).

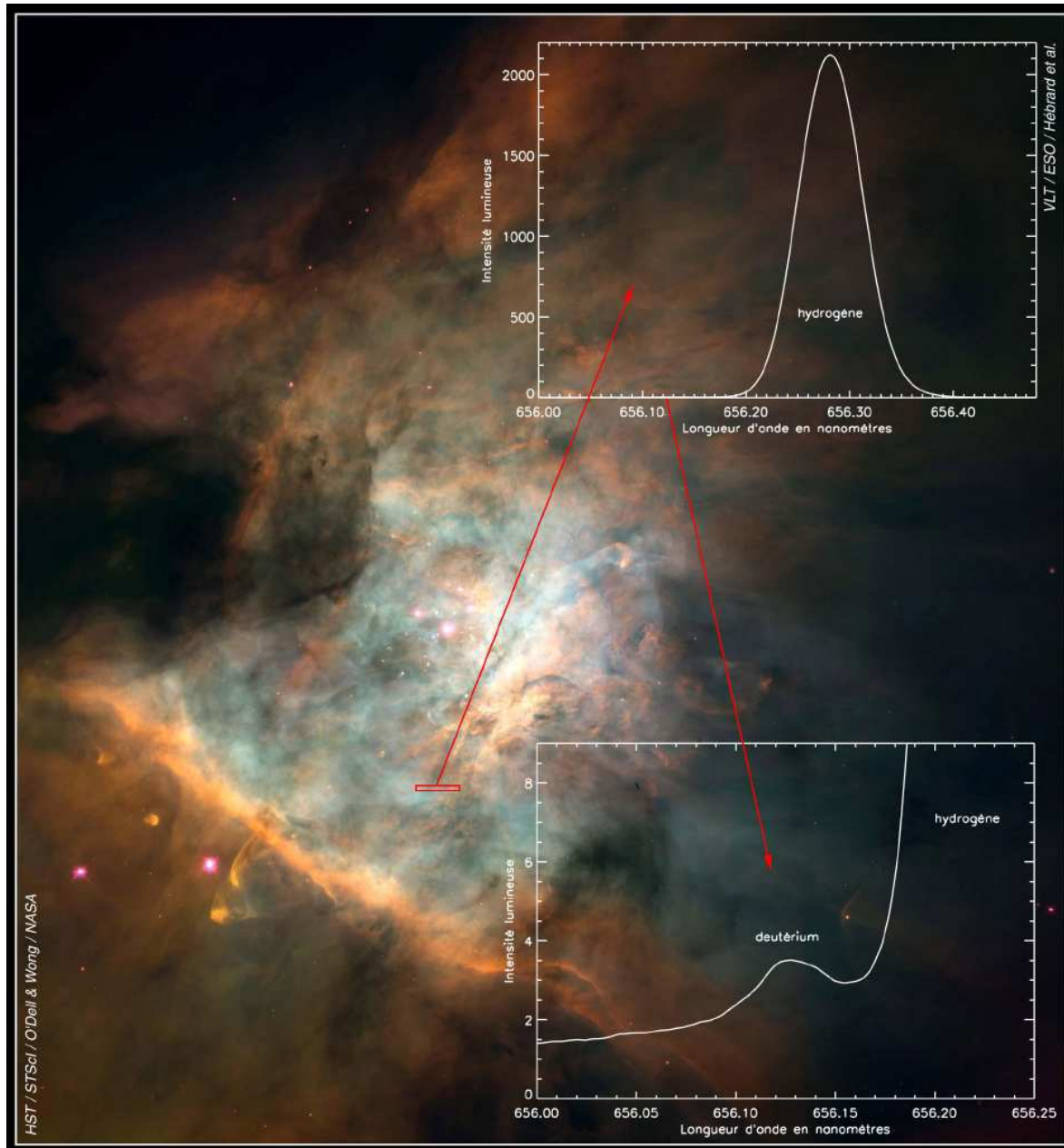


FIG. 1 – Détection de la raie de Balmer $D\alpha$ du deutérium, en émission dans Orion.

Table des matières

Présentation	3
1 Origine et évolution du deutérium	11
1.1 Modèles standards de nucléosynthèses	11
1.1.1 Nucléosynthèse primordiale	11
1.1.2 Activité stellaire	16
1.1.3 Spallation	16
1.2 Évolution de l'abondance des éléments	18
1.2.1 Vue générale	18
1.2.2 Évolution du deutérium	18
1.3 Mesures d'abondances du deutérium	19
1.3.1 Abondance primordiale du deutérium	20
1.3.2 Abondance proto-solaire du deutérium	22
1.3.3 Abondance interstellaire du deutérium	23
1.4 Problèmes ouverts	26
1.4.1 Variations de l'abondance interstellaire du deutérium	26
1.4.2 L'abondance primordiale du deutérium	28
1.4.3 L'évolution galactique de l'abondance du deutérium	29
1.4.4 Densité baryonique de l'Univers	29
1.5 Conclusion	31
2 Abondance interstellaire du deutérium vers Sirius	33
2.1 Présentation	33
2.2 Résultats (publication)	34
2.3 Conclusion	51
3 Préparation de la mission FUSE	53
3.1 Présentation de la mission FUSE	53
3.1.1 Le satellite FUSE	54
3.1.2 Le programme scientifique de FUSE	57
3.2 Sélection de cibles	58
3.2.1 Naines blanches	58
3.2.2 Étoiles O-B	60
3.2.3 Nébuleuses planétaires	66
3.3 Conclusion	67

4	Analyse des premières observations de FUSE	69
4.1	Méthode	69
4.2	Cibles peu favorables à la mesure de D/H	74
4.2.1	Ligne de visée de He 2-138	74
4.2.2	Ligne de visée de K1-16	77
4.2.3	Ligne de visée de WD 1202+608	81
4.3	Cibles favorables à la mesure de D/H	83
4.3.1	Ligne de visée de WD 1631+781	83
4.3.2	Ligne de visée de WD 2317-05	88
4.3.3	Ligne de visée de BD+28 4211	90
4.3.4	Ligne de visée de G191-B2B	93
4.3.5	Ligne de visée de WD 1634-573	97
4.3.6	Ligne de visée de WD 2211-495	101
4.4	Conclusion	106
5	Étude des raies de Balmer du deutérium	109
5.1	Présentation	109
5.2	Observations de la Nébuleuse d'Orion (M 42)	111
5.2.1	Détection de $D\alpha$ et $D\beta$ (observations CFHT)	111
5.2.2	Publication	114
5.2.3	Détection de la série de Balmer du deutérium (observations VLT)	119
5.3	Détection des raies D I de Balmer dans d'autres régions H II (VLT)	125
5.3.1	Nébuleuse de la Lagune (M 8)	126
5.3.2	Nébuleuse de l'Aigle (M 16)	129
5.3.3	Nébuleuse Trifide (M 20)	131
5.3.4	DEM S 103 dans le Petit Nuage de Magellan	132
5.4	Nébuleuse Oméga (M 17) : une structure à grande vitesse	133
5.5	Publication	135
5.6	Identification des raies	141
5.6.1	Région émettrice	141
5.6.2	Détermination du mécanisme d'émission	141
5.6.3	Identification avec le deutérium	141
5.7	Fluorescence	142
5.7.1	Calcul de $F(D\alpha)/F(H\alpha)$ (cas saturé)	142
5.7.2	Vers la détermination de D/H à partir de ces raies	144
5.8	Observations de nébuleuses planétaires	146
5.8.1	Observations	146
5.8.2	Limite supérieure de D/H dans NGC 6572 (publication)	148
5.9	Conclusion	153
	Conclusions et perspectives	155
	Remerciements	157
	Annexes	159
A	Ajustements des spectres de FUSE	159
A.1	K1-16	159
A.2	WD 1202+608	161
A.3	WD 1631+781	162

A.4	WD 2317-05	164
A.5	BD+28 4211	166
A.6	G191-B2B	168
A.7	WD 1634-573	171
A.8	WD 2211-495	176
B	Profils de raies	181
B.1	Absorption par un nuage interstellaire	181
B.2	Élargissement des raies	181
B.3	Profil de Voigt	182
C	Publications	185
C.1	Liste complète des publications	185
C.2	Autres articles	187

Bibliographie	199
----------------------	------------

Chapitre 1

Origine et évolution du deutérium

1.1 Modèles standards de nucléosynthèses

L'Univers est composé essentiellement d'hydrogène ; cet élément représente plus de 90 % des atomes. L'hélium représente lui un peu moins de 10 % du nombre total d'atomes que compte l'Univers, et tous les autres éléments moins de 1 %.

Trois processus principaux permettent de synthétiser des noyaux atomiques : la nucléosynthèse primordiale, la nucléosynthèse stellaire et les réactions de spallation. Ils prennent place dans le cadre du modèle standard du Big Bang, qui considère que l'Univers, le temps et l'espace tels que nous les percevons aujourd'hui, n'ont pas toujours existé mais ont débuté il y a 10 à 20 milliards d'années par un événement singulier appelé Big Bang. Extrêmement chaud et dense à cette époque, l'Univers connaît depuis lors une phase d'expansion et de refroidissement continu. Celle-ci a probablement été précédée par une ou plusieurs phases d'expansion très rapides (inflations) dans les premiers instants qui ont suivi le Big Bang.

La nucléosynthèse primordiale se produit dans les toutes premières minutes de l'Univers. Quand elle s'achève, les différents éléments se trouvent dans leurs abondances dites “primordiales”. À partir de ces “données initiales”, les réactions de spallation et surtout l'activité stellaire vont donner lieu à des créations/destructions de noyaux atomiques, et modifier ainsi continuellement les abondances des différents éléments au cours de la phase galactique de l'Univers.

Je décris ici un peu plus en détail ces trois processus de nucléosynthèse.

1.1.1 Nucléosynthèse primordiale

Il y a plus de cinquante ans, Gamow (1946) et Alpher, Bethe & Gamow (1948) émettent l'idée que si l'Univers est en expansion, il a dû être très chaud et très dense dans le passé, et ainsi permettre à des réactions nucléaires de se produire. L'Univers primordial serait donc le lieu de synthèse des noyaux lourds à partir des noyaux d'hydrogène. C'est à partir des années soixante-dix (Reeves, Audouze, Fowler & Schramm 1973) que la nucléosynthèse primordiale fut progressivement adoptée comme modèle standard de création des éléments légers, les premières mesures d'abondance et la découverte du rayonnement fossile (en 1964) étayant le modèle du Big Bang. Elle s'inscrit à présent dans le cadre du modèle standard de Big Bang (on parle de BBN, pour *Big Bang Nucleosynthesis*).

La nucléosynthèse primordiale se produit lorsque l'Univers se trouve à une température de 10^9 K, quelques minutes après le Big Bang. La densité est très élevée et les collisions entre particules sont fréquentes. L'Univers est alors composé de photons et de neutrinos d'une part, de protons et d'électrons d'autre part, approximativement un milliard de fois moins abondants

que les photons. Les neutrons sont également présents et sont environ sept fois moins abondants que les protons. Le rapport n_n/n_p entre le nombre de neutrons et le nombre de protons est un paramètre clef; il dépend essentiellement de trois processus :

- le découplage entre les neutrinos et les baryons (les baryons n’étant alors que les protons et les neutrons) ; lorsque les neutrinos cessent d’interagir avec les nucléons, vers 10^{10} K, l’équilibre qui était assuré notamment par les réactions $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ et $n(\nu_e, e^-)p$ est rompu et le rapport n_n/n_p est “gelé” à la valeur du rapport des facteurs de Boltzmann : $n_n/n_p = e^{\frac{-(m_n - m_p)c^2}{kT}} \simeq 1/5$ à 10^{10} K ;
- la capture de positrons et d’électrons par les nucléons, qui continue jusqu’à 6×10^9 K (température d’annihilation des e^+ et des e^-) ;
- la désintégration des neutrons en protons par radioactivité β , la durée de vie du neutron libre étant d’environ 887 secondes.

Aux températures supérieures à 10^9 K, un proton et un neutron qui viendraient à se lier pour créer un noyau de deutérium (deutéron) sont aussitôt dissociés par les photons du corps noir. Lorsque la température passe sous 10^9 K, les photons ne sont plus assez énergétiques et les deutérons deviennent stables, permettant alors à de nombreuses réactions nucléaires de s’amorcer (une soixantaine au total, les principales étant reportées sur la table 1.1) : c’est la nucléosynthèse primordiale. Cette température de 10^9 K est donc une barrière au-dessus de laquelle, le deutéron n’étant pas stable, aucune réaction n’a lieu.

TAB. 1.1 – Principales réactions nucléaires lors de la nucléosynthèse primordiale.

$n \rightarrow {}^1\text{H} \ e^- \ \bar{\nu}_e$
${}^1\text{H}(p, e^+ \nu_e) {}^2\text{H}$
${}^1\text{H}(n, \gamma) {}^2\text{H}$
${}^2\text{H}(p, \gamma) {}^3\text{He}$
${}^2\text{H}(d, n) {}^3\text{He}$
${}^2\text{H}(d, p) {}^3\text{H}$
${}^2\text{H}(d, \gamma) {}^4\text{He}$
${}^3\text{H}(d, n) {}^4\text{He}$
${}^3\text{H}(\alpha, \gamma) {}^7\text{Li}$
${}^3\text{He}(n, p) {}^3\text{H}$
${}^3\text{He}(d, p) {}^4\text{He}$
${}^3\text{He}(\alpha, \gamma) {}^7\text{Be}$
${}^7\text{Li}(p, \alpha) {}^4\text{He}$
${}^7\text{Be}(n, p) {}^7\text{Li}$
${}^7\text{Be}(e^-, \nu_e) {}^7\text{Li}$

Les noyaux de deutérium, de tritium¹ et d’hélium-3 sont des *éléments ponts* qui permettent la synthèse de l’hélium-4. L’absence de noyau atomique stable à cinq ou huit nucléons fait de l’hélium-4 un noyau très peu réactif, et la majorité des neutrons finissent dans les noyaux d’hélium-4 (d’où l’importance du rapport n_n/n_p , qui gouverne le rapport ${}^4\text{He}/\text{H}$).

Ces réactions sont contrôlées par l’expansion de l’Univers et le refroidissement et la dilution qu’elle induit ; elles vont cesser lorsque la densité devient trop faible pour que les noyaux continuent à fusionner. Les éléments créés sont alors gelés dans leurs abondances dites *primordiales*.

1. Le tritium se désintègre en hélium-3 avec une durée de vie de 12.32 ans.

Ces abondances primordiales sont fonctions de la densité baryonique de l'Univers primordial, donc de la densité baryonique actuelle ρ_b , ou encore du rapport η du nombre de baryons au nombre de photons. Moyennant les hypothèses classiquement admises en cosmologie (comme l'isotropie et homogénéité de l'Univers) et les modèles standards de physique des particules (nombre de familles leptoniques, durée de vie du neutron, taux de réactions), on peut calculer assez précisément ces fonctions. Les premiers calculs complets ont été réalisés après la découverte du rayonnement fossile (voir par exemple Wagoner et al. 1967) et sont sans cesse affinés depuis (voir par exemple Vangioni-Flam et al. 2000). Ces résultats se tracent usuellement sur des courbes “abondances primordiales - densité baryonique” (voir figure 1.1). Chacun de ces éléments a un comportement différent sur ces courbes.

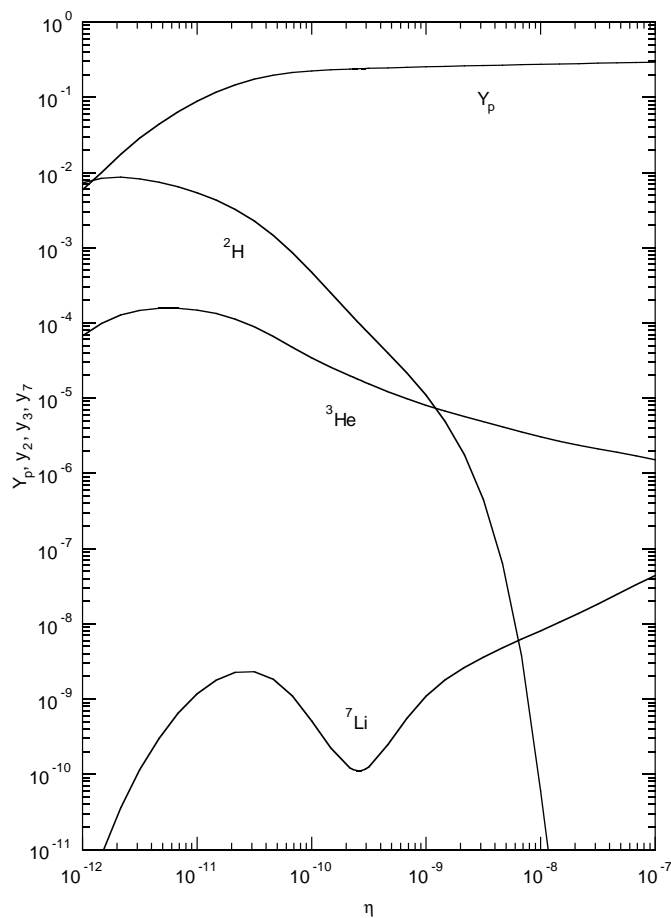


FIG. 1.1 – **Courbes abondances primordiales / densité baryonique.** Les abondances sont rapportées à celle de l'hydrogène. Elles s'expriment en masse pour l'hélium-4 [Y_p] et en nombre pour le deutérium [$(D/H)_{\text{prim}}$], l'hélium-3 [${}^3\text{He}/H_{\text{prim}}$] et le lithium-7 [$({}^7\text{Li}/H)_{\text{prim}}$]. La densité baryonique ρ_b s'exprime par le coefficient η , qui est le rapport du nombre de baryons au nombre de photons. Cette figure provient de Steigman (1998).

L'abondance primordiale de l'**hélium-4** augmente avec la densité baryonique ρ_b . En effet, plus η est grand, plus un neutron a de chances de fusionner et de se stabiliser dans un noyau de ${}^4\text{He}$ sans avoir eu le temps de se désintégrer². À l'inverse, plus η , et donc ρ_b , sont faibles, plus il y a de photons par nucléon capables de photo-dissocier les deutérons, augmentant ainsi la probabilité qu'un neutron se désintègre avant d'être stabilisé dans un noyau.

La courbe de ${}^4\text{He}$ est également fonction du nombre de familles leptoniques N_ν : la quantité de ${}^4\text{He}$ synthétisée augmente avec N_ν , un nombre plus grand de familles leptoniques revenant à augmenter la densité de l'Univers. La courbe de la figure 1.1 est tracée pour $N_\nu = 3$, valeur privilégiée par les mesures d'abondance de l'hélium-4 primordial (voir partie 1.4.4) et qui a été confirmée par l'observation de la désintégration du boson Z_0 .

Les abondances primordiales du **deutérium** et de l'**hélium-3** décroissent lorsque la densité baryonique augmente³. En effet, les probabilités des réactions créant ${}^2\text{H}$ et ${}^3\text{He}$ augmentent avec ρ_b , mais la probabilité que ces éléments fusionnent à leur tour augmente encore plus vite. Cela est cohérent avec la croissance de la courbe de l' ${}^4\text{He}$, l'essentiel des noyaux de ${}^2\text{H}$ et de ${}^3\text{He}$ donnant au final des noyaux de ${}^4\text{He}$.

L'abondance primordiale du **lithium-7** a un comportement moins monotone. Lorsque la densité baryonique augmente, pour les faibles valeurs le ρ_b , l'abondance de ${}^7\text{Li}$ augmente du fait de la capture de ${}^3\text{He}$ par ${}^4\text{He}$ qui devient plus probable. La capture de proton par ${}^7\text{Li}$ la fait ensuite décroître, avant qu'elle ne croisse à nouveau du fait de la capture électronique de ${}^7\text{Be}$ qui donne ${}^7\text{Li}$.

Les noyaux de ${}^6\text{Li}$ n'apparaissent que pour des densités très faibles, lorsque la capture d'un proton ou d'un neutron est suffisamment peu probable pour que les noyaux de ${}^6\text{Li}$ survivent. Enfin, les éléments plus lourds que le lithium (${}^9\text{Be}$ et au delà) ne se forment en quantités significatives que pour les très grandes valeurs de ρ_b , lorsque la probabilité de rencontre entre deux noyaux massifs devient significative, permettant le franchissement de la barrière instable à huit nucléons.

Ces courbes constituent un outil permettant de contraindre la densité de l'Univers. La densité totale moyenne de l'Univers, ρ_t , mesurée en g/cm^{-3} , peut également s'exprimer en fraction de densité critique $\Omega_t = \rho_t/\rho_c$, où ρ_c est la densité critique entre un Univers fermé et un Univers ouvert. ρ_c est donc la densité moyenne d'un Univers "plat" ; son expression est la suivante :

$$\rho_c(\text{g}/\text{cm}^3) = 1.88 \times 10^{-29} \times h^2$$

où h est la constante de Hubble H_0 exprimée en unité $100 \text{ km s}^{-1}/\text{Mpc}$, soit $h \simeq 0.7$. Cette densité critique représente approximativement l'équivalent de ~ 10 protons par m^3 . L'expression de Ω_t est alors la suivante :

$$\Omega_t h^2 = 5.32 \times 10^{28} \times \rho_t(\text{g}/\text{cm}^3)$$

Les courbes "abondances primordiales / densité baryonique" permettent de contraindre la fraction baryonique Ω_b de cette densité totale moyenne Ω_t . Comme on l'a vu, Ω_b s'exprime souvent par le rapport η entre la densité de baryons et la densité de photons du fond de rayonnement cosmologique à 3 K : $\eta = n_b/n_\gamma$. Ces deux grandeurs sont reliées par l'expression :

$$\Omega_b h^2 = 3.70 \times 10^7 \times \eta$$

2. D'où l'importance de la durée de vie du neutron, et plus généralement du rapport n_n/n_p lors de la nucléosynthèse primordiale.

3. Sauf pour les très faible valeurs de ρ_b , où toutes les abondances augmentent avec la densité.

Contrairement à Ω_b ou ρ_b , η présente l'avantage de ne pas dépendre de la valeur de h et de se conserver au cours de l'expansion (du moins dans les modèles standards, dans lesquels il n'y a plus de création ou d'annihilation de particules après la nucléosynthèse primordiale).

Les estimations des différentes fractions de cette densité totale moyenne de l'Univers Ω_t sont les suivantes :

- $\Omega_{\text{lum}} \simeq 0.003 - 0.007$; c'est la masse de la matière lumineuse (essentiellement les étoiles et le gaz) ;
- $\Omega_b \simeq 0.01 - 0.06$; il s'agit de la densité baryonique (voir plus bas) ;
- $\Omega_{\text{dyn}} \simeq 0.2 - 0.4$; cette matière, dite “gravitante”, représente la masse telle qu'elle est mesurée par ses effets dynamiques (courbes de rotation des galaxies, stabilité des amas de galaxies...) ou dans les lentilles gravitationnelles ;
- $\Omega_t = 1$; c'est la valeur imposée (à mieux que $\pm 10^{-4}$) par les modèles d'inflation, qui imposent un Univers “plat” [cette valeur a été confirmée à environ ± 5 % par les mesures faites sur le fond de rayonnement cosmologique par *Boomerang* (de Bernardis et al. 2000) et *Maxima* (Hanany et al. 2000) ;
- $\Omega_t < 3$; cette limite supérieure est obtenue à partir de l'expansion de l'Univers, dont le ralentissement n'est pas observé.

La différence entre Ω_{dyn} et Ω_{lum} est la fameuse “masse manquante” de l'Univers, qui représente ainsi environ 90 % de la masse totale. La différence entre $\Omega_t = 1$ et Ω_{dyn} est quant à elle probablement due à la contribution de la constante cosmologique (Ω_Λ).

Les mesures d'abondances primordiales de deutérium, d'hélium-4 et de lithium-7 (voir parties 1.3.1 et 1.4.4) reportées sur les courbes “abondances - densité” (figure 1.1) permettent de contraindre Ω_b . La valeur obtenue, en tenant compte des barres d'erreur extrêmes (qui proviennent essentiellement aujourd'hui des mesures d'abondance et non de la connaissance des différentes réactions nucléaires ou de l'incertitude sur la constante de Hubble), est $\Omega_b \simeq 0.01 - 0.06$ (voir partie 1.4.4). Il faut tout d'abord noter qu'il est assez extraordinaire que ces trois mesures d'abondance, réalisées chacune avec des méthodes différentes, dans des objets différents, et qui s'étalent sur dix ordres de grandeur, puissent donner un résultat à peu près cohérent en terme de densité baryonique. Cela constitue en fait l'un des trois piliers observationnels du modèle standard de Big Bang, avec l'expansion de l'Univers (loi de Hubble) et le fond de rayonnement cosmologique (corps noir parfait à ~ 2.7 K).

Le deuxième résultat très important de ces courbes réside dans le fait que la valeur de Ω_b se trouve entre Ω_{lum} et Ω_{dyn} , ce qui a deux implications. Tout d'abord, cela permet de conclure qu'une partie de la masse manquante est baryonique (trous noirs, naines brunes, gaz froid ou chaud...), et donc que nous ne voyons pas tous les baryons. Mais de plus, la densité de baryons ne permettant pas à elle seule de reproduire Ω_{dyn} , cela prouve l'existence de matière non baryonique dans l'Univers. Une partie conséquente et peut-être même majoritaire de la matière est donc de nature “exotique”. Plusieurs types de particules sont proposés (neutrinos massifs, WIMPS...), mais la nature exacte de cette matière exotique demeure pour l'instant totalement inconnue. Ces points sont discutés plus en détail dans la partie 1.4.4.

En résumé, la nucléosynthèse primordiale crée de l'hélium-4, de l'hélium-3, du deutérium et du lithium-7.

La particularité du deutérium réside dans la pente de sa courbe, supérieure à celles des autres éléments (figure 1.1). Parmi les quatre éléments créés durant la nucléosynthèse primordiale, c'est donc le deutérium qui est *a priori* susceptible de donner la meilleure précision sur la densité baryonique de l'Univers ; il constitue ainsi le meilleur “baryomètre”.

1.1.2 Activité stellaire

La nucléosynthèse stellaire est historiquement le premier modèle standard de synthèse des éléments. Elle permet d'expliquer à la fin des années trente la source d'énergie des étoiles. Ce modèle fut élaboré notamment par von Weisäcker (1938) et Bethe (1939).

Ce modèle décrit les réactions nucléaires qui ont lieu au cœur des étoiles dans des conditions de température et de pression élevées. Le processus principal est la chaîne p - p , qui a pour effet de produire des noyaux de ^4He à partir de protons (voir table 1.2). L'activité stellaire explique également la création des éléments plus lourds que l'hélium-4 lors des phases terminales des étoiles, et des éléments plus lourds que le fer dans les supernovæ. L'astration, c'est-à-dire le passage de la matière cosmique dans des générations successives d'étoiles, a donc pour effet d'enrichir l'Univers en ^4He et en métaux. Ainsi, plus un milieu astrophysique est vieux et plus son abondance en métaux (sa métallicité) et en hélium-4 sont élevées.

TAB. 1.2 – **La chaîne p - p .**

$p + p$	\rightarrow	$^2\text{H} + e^+ + \nu_e$
$^2\text{H} + p$	\rightarrow	$^3\text{He} + \gamma$
$^3\text{He} + ^3\text{He}$	\rightarrow	$^4\text{He} + p + p$

L'activité stellaire a également pour effet de détruire les éléments les plus fragiles comme le lithium-6, le béryllium, le bore ou le deutérium. L'astration va donc faire décroître l'abondance de ces éléments au fur et à mesure de l'évolution cosmique. Les noyaux de deutérium, détruits dès $\sim 5 \times 10^6$ K [réaction $^2\text{H} + p \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$ (5.94 MeV)], sont les plus fragiles parmi ces éléments. Ils sont en fait détruits dans tous les objets ayant une masse plus grande que le centième d'une masse solaire (Chabrier et al. 2000). Alors que l'expansion de l'Univers stoppait les réactions nucléaires et permettait à certains des noyaux de deutérium de ne pas disparaître lors de la nucléosynthèse primordiale, tous les deutérons sont détruits dans le cas de la nucléosynthèse stellaire.

L'activité stellaire a un comportement plus compliqué pour deux éléments légers : le lithium-7 et l'hélium-3. Il semble bien que l'astration synthétise plus de ^7Li qu'elle n'en détruit, comme l'indique le plateau des valeurs basses de $^7\text{Li}/\text{H}$ observé dans les étoiles vieilles, alors que les étoiles jeunes ont un rapport $^7\text{Li}/\text{H}$ plus élevé (voir partie 1.4.4). L'effet de l'astration sur l'hélium-3 est moins bien compris, et on ne sait même pas si son abondance augmente ou diminue au cours de l'évolution cosmique. Les noyaux de ^3He sont en effet synthétisés lors de la combustion de l'hydrogène dans le cycle p - p , mais ils sont également en partie brûlés en ^4He lors de la phase géante rouge, et en tout cas détruits dans les étoiles massives...

En résumé, l'activité stellaire a pour effet de créer à nouveau du lithium-7 et surtout de l'hélium-4, de synthétiser les éléments plus lourds que le bore, et de détruire les éléments les plus fragiles, au premier rang desquels figure le deutérium.

Le deutérium disparaît ainsi totalement des étoiles dès leur phase proto-stellaire convective, toute la matière passant tôt ou tard par des températures suffisamment élevées pour le détruire. La matière qui est par la suite rejetée dans le milieu interstellaire est donc appauvrie en deutérium.

1.1.3 Spallation

La Galaxie est parcourue par un flot de particules d'énergies assez élevées, dont l'origine est encore mal connue. Ce rayonnement cosmique (GCR, pour *Galactic Cosmic Ray*) est composé

de protons, de particules α et de noyaux plus lourds (^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , etc.). Leur énergie peut aller de quelques centaines de MeV à plus de 100 GeV par particule. Leur densité est voisine de 10^{10} cm^{-3} , soit un flux typique d'une quinzaine de particules par cm^2 et par seconde.

Les réactions nucléaires de fission pouvant se produire entre ces particules et les noyaux du milieu interstellaire sont étudiées depuis de nombreuses années (Bradt & Peters 1948; Reeves, Fowler & Hoyle 1970). Par exemple, la collision entre un proton du rayonnement cosmique, et un noyau de ^{12}C , ^{14}N ou ^{16}O du milieu interstellaire peut occasionner les réactions de spallation (ou éclatement) reportées sur la table 1.3. Des réactions analogues existent également entre les particules α ou les noyaux plus lourds du rayonnement cosmique et les noyaux du milieu interstellaire. Il existe enfin des réactions entre les noyaux de ^4He du GCR et du milieu interstellaire, qui produisent du lithium (^6Li et ^7Li).

TAB. 1.3 – Principales réactions de spallation entre un proton du GCR et un noyau lourd du milieu interstellaire.

$p + ^{12}\text{C} \rightarrow$	$^6\text{Li} + 2p + n + ^4\text{He}$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow$	$^7\text{Li} + 2p + ^4\text{He}$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow$	$^7\text{Be} + p + n + ^4\text{He}$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow$	$^9\text{Be} + 3p + n$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow$	$^{10}\text{B} + 2p + n$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow$	$^{11}\text{B} + 2p$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow$	$^{11}\text{C} + p + n$
$p + ^{14}\text{N} \rightarrow$	$^6\text{Li} + p + 2^4\text{He}$
$p + ^{14}\text{N} \rightarrow$	$^7\text{Li} + 3p + n + ^4\text{He}$
$p + ^{14}\text{N} \rightarrow$	$^7\text{Be} + 2^4\text{He}$
$p + ^{14}\text{N} \rightarrow$	$^9\text{Be} + 2p + ^4\text{He}$
$p + ^{14}\text{N} \rightarrow$	$^{10}\text{B} + p + ^4\text{He}$
$p + ^{14}\text{N} \rightarrow$	$^{11}\text{B} + 3p + n$
$p + ^{14}\text{N} \rightarrow$	$^{11}\text{C} + ^4\text{He}$
$p + ^{16}\text{O} \rightarrow$	$^6\text{Li} + 2p + n + 2^4\text{He}$
$p + ^{16}\text{O} \rightarrow$	$^7\text{Li} + 2p + ^4\text{He}$
$p + ^{16}\text{O} \rightarrow$	$^7\text{Be} + p + n + 2^4\text{He}$
$p + ^{16}\text{O} \rightarrow$	$^9\text{Be} + 3p + n + ^4\text{He}$
$p + ^{16}\text{O} \rightarrow$	$^{10}\text{B} + 2p + n + ^4\text{He}$
$p + ^{16}\text{O} \rightarrow$	$^{11}\text{C} + p + n + ^4\text{He}$

L'ensemble de ces réactions produit ainsi des noyaux de lithium (^6Li et ^7Li), de béryllium (^9Be) et de bore (^{10}B et ^{11}B). Seuls ces éléments sont créés par la spallation; le carbone-11 se désintègre en 20.3 minutes en bore-11 par radioactivité β^+ et capture électronique, et le béryllium-7 capture un de ses électrons en 53.3 jours pour se transformer en lithium-7.

Les quantités créées étant très faibles, l'effet des réactions de spallation dans le milieu interstellaire est négligeable pour les abondances d'hydrogène, d'hélium et de deutérium. La spallation des noyaux d'hélium-4 par les protons des GCR, qui est l'une des réactions les plus probables, crée moins de un millièrme de la quantité de deutérium produite lors de la nucléosynthèse primordiale.

1.2 Évolution de l'abondance des éléments

1.2.1 Vue générale

Les trois types standards de nucléosynthèse présentés dans le paragraphe 1.1 (BBN, activité stellaire et spallation par les GCR) sont ainsi responsables de la création des éléments puis de l'évolution de leur abondance.

Les processus standards de création des éléments sont résumés par le tableau 1.4. Le deutérium est le seul élément à n'être créé de façon significative uniquement durant la nucléosynthèse primordiale. Chaque atome de deutérium observé est donc un fossile datant de l'époque du Big Bang. La mesure de son abondance est en ce sens une donnée cruciale.

TAB. 1.4 – Origines présumées des éléments.

Isotope	^2H	^3He	^4He	^6Li	^7Li	^9Be	$^{10,11}\text{B}$	éléments lourds
Origine présumée	BBN	BBN étoiles	BBN étoiles	GCR	BBN étoiles GCR	GCR	GCR	étoiles

Après la nucléosynthèse primordiale, l'activité stellaire et la spallation vont être les moteurs de l'évolution de l'abondance des éléments, résumée par la table 1.5. On voit que le deutérium est le seul élément dont l'abondance décroît au cours de l'évolution cosmique. Les autres éléments, qu'ils aient ou non été créés en quantité significative lors de la nucléosynthèse primordiale, ont toujours au moins un processus supplémentaire qui va faire croître leur abondance. Il faut toutefois noter le cas particulier de l'hélium-3 dont l'évolution est moins bien comprise ; les étoiles les moins massives vont produire plus de ^3He qu'elles ne vont en détruire, alors que les plus massives vont surtout le détruire. Au final, on ne sait pas si l'activité stellaire va créer plus d'hélium-3 qu'elle n'en détruit.

TAB. 1.5 – Évolution de l'abondance des éléments depuis le Big Bang.

Isotope	^2H	^3He	^4He	^6Li	^7Li	^9Be	$^{10,11}\text{B}$	éléments lourds
Évolution de l'abondance	\searrow	?	\nearrow	\nearrow	\nearrow	\nearrow	\nearrow	\nearrow

Le deutérium joue donc un rôle particulier : il n'est créé que lors de la nucléosynthèse primordiale, puis est uniquement détruit par l'activité stellaire, de façon *a priori* très simple.

1.2.2 Évolution du deutérium

L'évolution de l'abondance du deutérium semble donc qualitativement claire : une décroissance continue au cours de l'évolution cosmique. Les modèles standards d'évolution galactique prédisent une décroissance de D/H dans le voisinage solaire par des facteurs assez modestes : 1.5 – 2 entre la formation de la Galaxie (il y a $\sim 13 \times 10^9$ ans) et la formation du Système solaire (il y a $\sim 4.5 \times 10^9$ ans), ou 2 – 3 entre la formation de la Galaxie et aujourd'hui [voir par exemple Galli et al. (1995) ou Prantzos (1996)].

Ces modèles d'évolution chimique des galaxies dépendent de paramètres fondamentaux, tels que la fonction de masse stellaire initiale (IMF), le taux de formation d'étoiles (SFR), ou encore la chute de matière sur le disque galactique (*infall*). Chacun de ces paramètres influe sur l'abondance du deutérium. Par exemple, du fait de la dépendance radiale de la SFR, les régions

les plus proches du centre galactique évoluent plus rapidement. Les modèles prédisent donc un gradient radial de D/H : les régions à la périphérie de la Galaxie présenteraient une abondance de deutérium plus élevée que les régions proches du centre galactique.

Une destruction de deutérium par des facteurs plus grands que 2 ou 3 implique un plus grand taux d’astration de la matière cosmique, c’est-à-dire plus de formation d’étoiles et donc plus de rejet dans le milieu interstellaire de matière appauvrie en deutérium. Ce processus a cependant également pour conséquence de former des éléments lourds et donc d’enrichir en métaux (C, N, O...) le milieu interstellaire. C’est essentiellement cet argument qui limite le facteur de destruction de deutérium dans les modèles standards d’évolution chimique.

Il existe cependant des conditions particulières qui permettent de rendre viables des modèles diminuant D/H par un facteur ~ 10 depuis la formation de la Galaxie (Vangioni-Flam & Cassé 1995 ; Scully et al. 1997). Ces modèles requièrent tout d’abord un fort taux d’astration dans les premières phases de la Galaxie puis une activité stellaire réduite durant le reste de l’évolution galactique (soit une SFR bimodale ou exponentiellement décroissante). La formation intense d’étoiles massives dans la Galaxie primordiale permet de détruire le deutérium sans surproduire d’hélium-3. Elle donne également naissance, dans le premier milliard d’années de la Galaxie, à un vent galactique issu des supernovæ qui éjecte dans le milieu intergalactique le gaz riche en métaux. Ces conditions (SFR variable et fort vent galactique) rendent compatibles une forte destruction de deutérium avec une métallicité raisonnable.

1.3 Mesures d’abondances du deutérium

La mesure de l’abondance du deutérium est donc une observable très importante qui contraint à la fois la nucléosynthèse primordiale et les modèles d’évolution chimique de galaxies. Elle s’exprime usuellement en nombre d’atomes de deutérium rapporté au nombre d’atomes d’hydrogène, et se note D/H.

Jusqu’à la fin des années soixante, le deutérium n’avait été détecté que dans l’eau de mer (l’“eau lourde”), donnant une abondance $D/H \simeq 10^{-4}$. Les premières mesures astrophysiques ne furent faites qu’au début des années soixante-dix. Black (1971) et Geiss & Reeves (1972) firent la première mesure indirecte d’une abondance de deutérium représentative de la nébuleuse pré-solaire en combinant des mesures d’hélium-3 faites dans les météorites et dans le vent solaire. Cesarsky et al. (1973) tentèrent la première détection de la raie à 92 cm de D I dans le domaine radio. Peu après, Rogerson & York (1973) rapportèrent la première mesure de l’abondance interstellaire du deutérium, en observant en absorption dans l’ultraviolet les raies de Lyman de H I et D I avec le satellite *Copernicus*. Les mesures de D/H sont réalisées depuis lors dans un large domaine de sites astrophysiques.

Depuis quelques années, les mesures de D/H dans les absorbants à grands décalages spectraux sur les lignes de visée de quasars sont devenues réalisables grâce à la nouvelle génération des très grands télescopes terrestres. Ces absorbants ont le plus souvent de très faibles métallicités, ce qui laisse supposer que le deutérium qu’ils contiennent n’a été que peu détruit par astration. Les mesures de D/H ainsi réalisées peuvent donc donner de bonnes estimations de l’abondance primordiale du deutérium, $(D/H)_{\text{prim}}$.

Ainsi, trois types de mesures de D/H sont aujourd'hui disponibles, chacun représentatif d'une époque donnée :

- **juste après la nucléosynthèse primordiale**, avec les mesures réalisées sur les lignes de visée de quasars $[(D/H)_{QSO}]$, valeurs donc très proches de $(D/H)_{prim}$,
- **il y a environ 4.5 milliards d'années**, avec des mesures réalisées dans le Système solaire $[(D/H)_{pre\odot}]$ et représentatives de la nébuleuse proto-solaire,
- **à l'époque actuelle**, avec les mesures réalisées dans le milieu interstellaire $[(D/H)_{ISM}]$.

En suivant l'évolution du deutérium (partie 1.2.2), on s'attend donc à trouver $(D/H)_{QSO} > (D/H)_{pre\odot} > (D/H)_{ISM}$.

L'état de ces trois types de mesure est passé en revue ci-dessous.

1.3.1 Abondance primordiale du deutérium

La possibilité d'utiliser les absorbants intergalactiques à grands décalages spectraux vers le rouge sur les lignes de visée de quasars fut proposée par Adams (1976) afin d'avoir accès directement à $(D/H)_{prim}$. La métallicité de ces absorbants étant 100 à 1000 fois plus faible que celle du Soleil, on estime que plus de 99 % du gaz de ces nuages n'a jamais subi d'astration.

La méthode consiste à observer en absorption dans ces objets les séries de Lyman de l'hydrogène et du deutérium. Le décalage isotopique entre ces deux séries est d'environ 82 km s^{-1} , les raies du deutérium étant décalées vers le bleu (plus courtes longueurs d'onde) par rapport à celles de l'hydrogène. Comme dans le cas des absorptions interstellaires (voir partie 1.3.3), chaque profil de raie est caractérisé par les conditions physiques du milieu absorbant, et notamment la quantité de gaz (ou sa densité de colonne, exprimée en cm^{-2}), sa vitesse (ou son décalage vers le rouge z), et le paramètre b , qui représente la largeur de la raie et qui est relié à la température et à la turbulence du nuage (voir annexe B). La série de Lyman se trouve dans le domaine des ultraviolets lointains (de 912 à 1215 Å) et ne peut s'observer que depuis l'espace ; pour des décalages vers le rouge $z \geq 2$, elle passe dans le domaine visible et devient observable depuis le sol.

Ces mesures ne sont cependant actuellement réalisables que dans peu de lignes de visée ; en effet, les densités de colonne et paramètres b typiques de ces objets sont peu favorables à une détection des raies du deutérium dans les ailes bleues des raies de l'hydrogène. De plus, pour la plupart des lignes de visée, de nombreux absorbants sont présents à différentes valeurs de z , rendant complexe l'identification des raies. Chaque raie identifiée avec D I peut notamment, dans quasiment tous les cas, être interprétée également comme une raie faible de H I dont la vitesse se trouve par malchance à la position attendue de la raie de D I. Les nuages émettant des raies de H I à ces vitesses sont appelés des *interlopers*.

Le flux émis par les quasars étant très faible, ces mesures ne sont réalisables que depuis quelques années, notamment grâce à la nouvelle génération de très grands télescopes. La première limite supérieure de $(D/H)_{QSO}$ fut obtenue par York et al. (1983) à un faible décalage vers le rouge ($z_{abs} = 0.03$) avec le télescope orbital IUE (*International Ultraviolet Explorer*). Songaila et al. (1994) et Carswell et al. (1994), utilisant respectivement les télescopes Keck et de Kitt Peak, rapportèrent indépendamment une première détection de deutérium en absorption à $z_{abs} = 3.32$ sur la ligne de visée de QSO 0014+813, impliquant la valeur $(D/H)_{QSO} \simeq 2.5 \times 10^{-4}$. Rogers & Hogan (1996a) ont confirmé cette valeur haute à $(D/H)_{QSO} \simeq 1.9 \pm 0.5 \times 10^{-4}$ en ré-analysant les données du Keck. Une valeur bien plus faible, $(D/H)_{QSO} \simeq 2.3 \pm 0.3 \pm 0.3 \times 10^{-5}$, fut cependant déterminée par Tytler et al. (1996) sur la ligne de visée de QSO 1937-1009. Plusieurs valeurs ont depuis été publiées par différentes équipes, faisant ressortir des valeurs de $(D/H)_{QSO}$ hautes (de l'ordre de $\sim 2 \times 10^{-4}$) et basses (de l'ordre de $\sim 3 \times 10^{-5}$).

TAB. 1.6 – Mesures publiées de l’abondance de deutérium $(D/H)_{\text{QSO}}$ dans des absorbants sur des lignes de visée de quasars.

Quasar	z_{abs}	$(D/H)_{\text{QSO}}$	Références
QSO0014+813	3.320	$2 \pm 0.5 \times 10^{-4}$	Songaila et al. (1994) ; Carswell et al. (1994)
QSO0014+813	3.320	$1.9 \pm 0.5 \times 10^{-4}$	Rugers & Hogan (1996a)
QSO0014+813	3.320	$< 3.5 \times 10^{-4}$	Burles, Kirkman & Tytler (1999)
QSO0014+813	2.798	$1.9^{+1.6}_{-0.9} \times 10^{-4}$	Rugers & Hogan (1996b)
QSO0014+813	2.798	—	Burles, Kirkman & Tytler (1999)
QSO1937–1009	3.572	$3.24 \pm 0.3 \times 10^{-5}$	Tytler et al. (1996) ; Burles & Tytler (1998a)
QSO1937–1009	3.572	$> 4 \times 10^{-5}$	Songaila et al. (1997)
QSO0420–3851	3.086	$> 2 \times 10^{-5}$	Carswell et al. (1996)
QSO1202–0725	4.672	$\leq 1.5 \times 10^{-4}$	Wampler et al. (1996)
QSO1009+2956	2.504	$4.0^{+0.8}_{-0.6} \times 10^{-5}$	Tytler & Burles (1997) ; Burles & Tytler (1998b)
QSO1718+4807	0.701	$2.5 \pm 1.0 \times 10^{-4}$	Webb et al. (1997)
QSO1718+4807	0.701	$8 - 57 \times 10^{-5}$	Tytler et al. (1999)
QSO1759+7539		$5^{+5}_{-2.8} \times 10^{-5}$	Burles & Tytler (1997)
QSO1251+3644		$5^{+3}_{-2.5} \times 10^{-5}$	Burles & Tytler (1997)
APM08279+5255	3.514	$1.5 - 21 \times 10^{-5}$	Molaro et al. (1999)
QSO0130–4021	2.8	$< 6.7 \times 10^{-5}$	Kirkman et al. (2000)
QSO0105+1619	2.536	$2.54 \pm 0.23 \times 10^{-5}$	O’Meara et al. (2000)

Cet ensemble de mesures (reportées dans la table 1.6) a donné lieu à de nombreuses controverses. Burles, Kirkman & Tytler (1999) ont montré grâce à de nouvelles observations qu'un *interloper* était présent sur la ligne de visée de QSO 0014+813 et qu'aucune mesure fiable de $(D/H)_{QSO}$ ne pouvait être faite dans ce système. Hogan (1998) a cependant maintenu sa valeur haute affirmant que la probabilité de contamination par un *interloper* était faible. Songaila et al. (1997) ont ré-analysé les observations d'un des quasars fournissant un faible $(D/H)_{QSO}$ (QSO 1937-1009) et ont obtenu une valeur plus élevée: $(D/H)_{QSO} > 4 \times 10^{-5}$. D'autre part, Levshakov (1998, pour une revue) a proposé une nouvelle méthode d'analyse, dans laquelle les corrélations de la vitesse de turbulence sur de grandes échelles spatiales ont un impact sur la détermination de $(D/H)_{QSO}$. Utilisant cette méthode, cet auteur affirme que la plupart de ces mesures sont comprises dans le domaine $(D/H)_{QSO} \simeq 3.5 - 5.2 \times 10^{-5}$.

Parmi toutes ces mesures, on peut dire qu'il existe aujourd'hui quatre cas peu contestés de détection de D I :

- $(D/H)_{QSO} = 3.2 \pm 0.3 \times 10^{-5}$ à $z_{abs} = 3.6$ vers QSO 1937-1009 (Burles & Tytler 1998a),
- $(D/H)_{QSO} = 4.0^{+0.8}_{-0.6} \times 10^{-5}$ à $z_{abs} = 2.5$ vers QSO 1009+2956 (Burles & Tytler 1998b),
- $(D/H)_{QSO} = 2.5 \pm 0.2 \times 10^{-5}$ à $z_{abs} = 2.5$ vers QSO 0101+1619 (O'Meara et al. 2000),
- $(D/H)_{QSO} = 25 \pm 10 \times 10^{-5}$ à $z_{abs} = 0.7$ vers QSO 1718+4807 (Webb et al. 1997).

Ainsi, trois mesures donnent un $(D/H)_{QSO}$ bas et la quatrième un $(D/H)_{QSO}$ haut. Les trois valeurs basses sont très fiables et établies avec des données présentant toute la série de Lyman avec un bon rapport signal à bruit. La valeur haute (Webb et al. 1997) est elle obtenue à partir de l'observation de la raie Lyman α avec le Télescope spatial *Hubble* et de la limite Lyman avec IUE. Cette valeur haute a été confirmée par Tytler et al. (1999), qui ont ré-analysé les données HST et IUE avec des données supplémentaires du Keck, et ont trouvé $(D/H)_{QSO} = 8 - 57 \pm 10 \times 10^{-5}$. Il est donc difficile de ne pas tenir compte de cette valeur haute, à moins qu'un *interloper* soit présent sur cette ligne de visée (ce qui est cependant moins probable pour un faible décalage spectral).

En résumé, des valeurs de $(D/H)_{QSO}$ comprises dans l'intervalle $3 - 4 \times 10^{-5}$ semblent pour l'instant les plus probables. Néanmoins, ces valeurs n'ont été obtenues que pour peu de cibles. Des observations plus nombreuses sont nécessaires pour conclure, comme le montrent les mesures de l'abondance interstellaire du deutérium (voir partie 1.3.3).

1.3.2 Abondance proto-solaire du deutérium

Geiss & Reeves (1972) firent la première mesure de l'abondance pré-solaire du deutérium, $(D/H)_{pre\odot} = 2.5 \pm 1.0 \times 10^{-5}$, en comparant les mesures de l'abondance d'hélium-3 dans le vent solaire $[(^3\text{He}/^4\text{He})_{SW}]$ et dans les météorites $[(^3\text{He}/^4\text{He})_{pre\odot}]$. En effet, si on admet que tout le deutérium pré-solaire s'est transformé en hélium-3, alors on a $(D/H)_{pre\odot} = (^4\text{He}/H)_{pre\odot} \times [(^3\text{He}/^4\text{He})_{SW} - (^3\text{He}/^4\text{He})_{pre\odot}]$. Ce résultat a été confirmé et précisé par Gautier & Morel (1997), qui ont mesuré $(D/H)_{pre\odot} = 3.0 \pm 0.17 \times 10^{-5}$. Ces mesures de $(D/H)_{pre\odot}$ sont cependant indirectes et liées au rapport solaire $^4\text{He}/^3\text{He}$ et à son évolution depuis la formation du Système solaire il y a 4.5 milliards d'années.

Si dans les comètes l'abondance du deutérium est enrichie par au moins un facteur 10 par rapport à son abondance pré-solaire (Bockelée-Morvan et al. 1998 ; Meier et al. 1998), les planètes géantes Jupiter et Saturne sont considérées comme des réservoirs non perturbés de deutérium, sans processus de production, de destruction ou de fractionnement moléculaire. Ces dernières doivent donc refléter l'abondance du deutérium telle qu'elle devait être il y a 4.5×10^9 ans, à la formation du Système solaire (Owen et al. 1986). Les différences entre ces deux réservoirs

(l'un enrichi en deutérium, l'autre pas), apportent des contraintes sur les modèles de formation du Système solaire.

La première mesure de $(D/H)_{\text{pre}\odot}$ dans l'atmosphère jovienne a été réalisée par Beer & Taylor (1973) en comparant CH_3D et CH_4 ; elle a donné $(D/H)_{\text{pre}\odot} = 5.1 \pm 2.2 \times 10^{-5}$. Des mesures plus basses, $(D/H)_{\text{pre}\odot} = 1.0 - 2.9 \times 10^{-5}$, ont été obtenues en comparant les molécules HD et H_2 (Smith et al. 1989).

Des mesures de $(D/H)_{\text{pre}\odot}$ ont été obtenues récemment en utilisant de nouvelles méthodes. Deux reposent sur les premiers résultats des observations d'ISO (*Infrared Space Observatory*) de la molécule HD dans Saturne (Griffin et al. 1996) et Jupiter (Encrenaz et al. 1996). Les valeurs obtenues sont respectivement $(D/H)_{\text{pre}\odot} = 2.3^{+1.2}_{-0.8} \times 10^{-5}$ et $(D/H)_{\text{pre}\odot} = 2.2 \pm 0.5 \times 10^{-5}$. Cette dernière valeur a été revue par Lellouch et al. (1997) à $(D/H)_{\text{pre}\odot} = 1.8^{+1.1}_{-0.5} \times 10^{-5}$. Une autre mesure est obtenue à partir de l'observation directe de H I et D I , grâce à la première détection par l'instrument GHRS (*Goddard High Resolution Spectrograph*) de HST de l'émission Lyman α au limbe de Jupiter (Ben Jaffel et al. 1994 & 1997). Cette observation a mené à la mesure relativement élevée $(D/H)_{\text{pre}\odot} = 5.9^{+1.4}_{-0.5} \times 10^{-5}$. Une seconde valeur élevée a été mesurée avec le spectromètre de masse de la sonde *Galileo*: $(D/H)_{\text{pre}\odot} = 5.0 \pm 2.0 \times 10^{-5}$ (Niemann et al. 1996). Cette mesure *in situ* dans Jupiter a cependant été depuis revue à la baisse à $(D/H)_{\text{pre}\odot} = 2.7 \pm 0.6 \times 10^{-5}$ (Mahaffy et al. 1998). Il semble donc que l'on puisse adopter comme valeur raisonnable $(D/H)_{\text{pre}\odot} = 2 - 3 \times 10^{-5}$.

Il est cependant surprenant que des mesures sondant à peu près les mêmes couches atmosphériques de Jupiter produisent une telle dispersion de la valeur de $(D/H)_{\text{pre}\odot}$. Celle-ci est probablement due à des effets systématiques mal maîtrisés dans les modèles, comme par exemple le taux de mélange de CH_4 (Lecluse et al. 1996), l'effet des aérosols, ou plus généralement des incertitudes instrumentales.

1.3.3 Abondance interstellaire du deutérium

Au fur et à mesure de l'évolution galactique, la matière est transformée à l'intérieur des étoiles avant d'être rejetée et mélangée dans le milieu interstellaire. Les abondances mesurées dans le milieu interstellaire sont donc caractéristiques de l'état de la matière cosmique à l'époque actuelle, après les modifications imprimées par les générations d'étoiles successives.

La première mesure de l'abondance interstellaire du deutérium a été réalisée par Rogerson & York (1973) avec le satellite *Copernicus*. En observant les raies de Lyman de H I et D I sur la ligne de visée de l'étoile β Cen, ils mesurèrent $(D/H)_{\text{ISM}} = 1.4 \pm 0.2 \times 10^{-5}$. De nombreuses valeurs de $(D/H)_{\text{ISM}}$ ont par la suite été mesurées en observant les absorptions Lyman interstellaires. Le principe est le même que pour la mesure de $(D/H)_{\text{QSO}}$ dans les absorbants inter-galactiques, mais dans le cas du milieu interstellaire, la série de Lyman se trouve dans le domaine des ultraviolets lointains, absorbés par l'atmosphère terrestre. Ces mesures de $(D/H)_{\text{ISM}}$ ne peuvent donc se faire qu'avec des télescopes orbitaux, comme *Copernicus*, IUE, HST, ORFEUS ou IMAPS, et à présent FUSE.

Une autre méthode permettant de mesurer $(D/H)_{\text{ISM}}$ consiste à observer certaines molécules comme H_2 , HCN , CH_4 , etc., et leurs contreparties deutérées HD , DCN , CH_3D , etc. On peut citer par exemple les observations de DCN de Jefferts, Penzias & Wilson (1973) – les radio-astronomes ayant détecté le rayonnement fossile quelques années auparavant. Plus d'une vingtaine d'espèces deutérées ont été identifiées dans le milieu interstellaire, donnant des rapports d'abondance s'étalant de 10^{-2} à 10^{-6} . Cette large gamme de valeurs est due au fractionnement moléculaire entre espèces deutérées et non-deutérées qui varie d'une molécule à l'autre. Les valeurs de $(D/H)_{\text{ISM}}$ qui peuvent être obtenues à partir de ces mesures sont donc fonction des modèles de fractionnement utilisés. Une mesure de ce type a récemment été obtenue à partir de l'observation de

DCN dans le nuage Sgr A, très proche du centre galactique : $D/H = 1.7 \pm 0.3 \times 10^{-6}$ (Lubowich et al. 2000). Un moyen de s'affranchir des larges incertitudes liées à ces modèles peut être de sonder les cœurs très denses des nuages moléculaires avec HD/H_2 , là où tout le deutérium et tout l'hydrogène se trouvent sous forme moléculaire, $H\,I$ et $D\,I$ ayant totalement disparu (Ferlet et al. 2000).

Le deutérium interstellaire peut également être détecté dans le domaine radio grâce à la transition hyperfine de $D\,I$ à 92 cm, que l'on peut comparer à la raie équivalente de $H\,I$ à 21 cm pour obtenir D/H . Il doit être ainsi possible de mesurer $(D/H)_{ISM}$ sur de grandes échelles spatiales. Cette raie est cependant très faible et de très longs temps de pose ainsi que de grandes densités de colonne de $D\,I$ sont nécessaires pour la détecter. Elle a été pour l'instant essentiellement utilisée en direction de complexes moléculaires très denses. Ainsi, la limite supérieure obtenue vers Cas A par Heiles et al. (1993), $(D/H)_{ISM} \leq 2.1 \times 10^{-5}$, peut aussi bien découler d'une réelle sous-abondance de deutérium dans cette région proche du centre galactique, qu'à une différente fraction de $H\,I$ et $D\,I$ sous forme moléculaire. La plus récente détection de la raie $D\,I$ à 92 cm a été effectuée par Chengalur et al. (1997) vers l'anticentre galactique, fournissant la valeur $(D/H)_{ISM} = 3.9 \pm 1.0 \times 10^{-5}$. Cette détection est cependant faiblement significative.

Enfin, les raies de Balmer du deutérium ont été détectées en émission dans des régions $H\,II$ au cours de ma thèse (Hébrard et al. 2000a & 2000c). Ces observations, qui pourraient mener à une nouvelle méthode de mesure de D/H , sont discutées dans le Chapitre 5.

La méthode la plus fiable permettant de mesurer l'abondance interstellaire du deutérium demeure aujourd'hui l'observation des séries de Lyman de $D\,I$ et $H\,I$ au moyen de télescopes orbitaux. Ces raies interstellaires peuvent être observées en absorption sur les continus stellaires d'étoiles froides, qui ont un flux UV très faible mais présentent des émissions chromosphériques aux raies de Lyman, ou d'étoiles chaudes. Ces dernières ont un flux UV relativement plat, sur lequel s'ajoutent des absorptions photosphériques généralement plus simples à modéliser. Ce continu UV permet également l'observation de raies d'éléments comme $N\,I$ ou $O\,I$, connus pour être de bons traceurs de la quantité de $H\,I$ (Ferlet 1981 ; York et al. 1983 ; Meyer et al. 1997 & 1998). En direction des étoiles froides, les structures en vitesse en $H\,I$ ne peuvent être tracées qu'avec des éléments comme $Fe\,II$ ou $Mg\,II$, ce qui constitue une moins bonne approximation. Cependant, ces étoiles froides peuvent être choisies à proximité du Soleil et le nombre de composantes interstellaires sur leurs lignes de visée est en moyenne peu élevé. Les étoiles chaudes plus brillantes sont éloignées (typiquement plus de 100 pc), ce qui rend la structure de leurs lignes de visée généralement plus complexes.

Depuis les années soixante-dix, de nombreuses mesures ont été réalisées en utilisant ces deux types de cibles, au moyen des satellites observatoires *Copernicus*, IUE et HST. Les valeurs de $(D/H)_{ISM}$ ainsi obtenues sont reportées sur la figure 1.2. Elle montre une dispersion allant de quelques 10^{-6} à quelques 10^{-5} .

Parmi ces mesures, une estimation très précise de $(D/H)_{ISM}$ a été établie avec HST+GHRS par Linsky et al. (1993 & 1995) en direction de l'étoile froide Capella. Le Nuage Interstellaire Local (LIC, pour *Local Interstellar Cloud*), à l'intérieur duquel se trouve le Soleil et qui est observé en absorption en direction de nombreuses étoiles (Lallement & Bertin 1992), est la seule composante détectée vers Capella. La valeur qui y est mesurée est $(D/H)_{ISM} = 1.60 \pm 0.09^{+0.05}_{-0.10} \times 10^{-5}$. Cette mesure dans le LIC a parfois été interprétée comme étant la valeur canonique de $(D/H)_{ISM}$, et la dispersion des valeurs visible sur la figure 1.2 étant alors considérée comme la résultante d'erreurs de mesures ou des sous-estimations des barres d'erreur liées à des effets systématiques mal compris. Cependant, les mesures récentes de $(D/H)_{ISM}$ réalisées avec HST et IMAPS ont confirmé que cette dispersion semblait bien réelle.

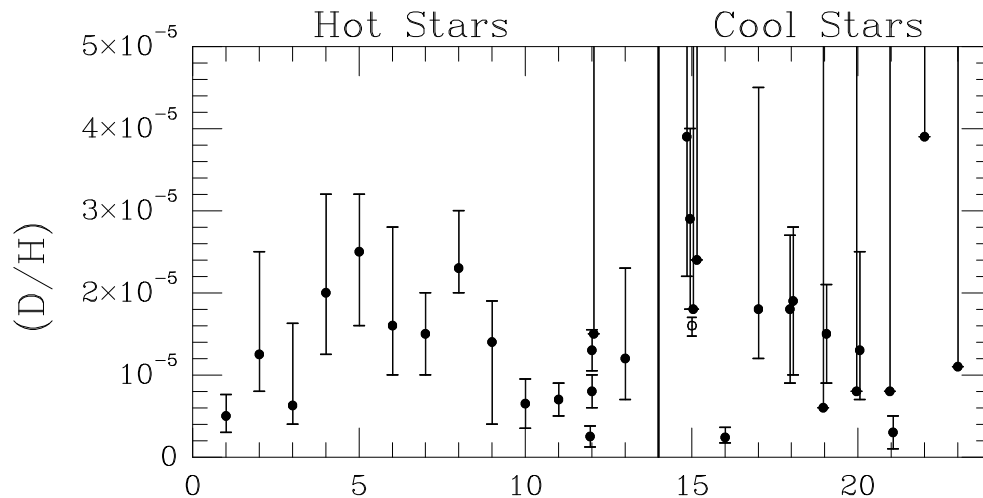


FIG. 1.2 – **Mesures de l'abondance interstellaire du deutérium.** *Chaque unité en abscisse fait référence à une étoile différente. Cette figure est extraite de Vidal-Madjar et al. (1996)*

Tout d'abord, sur la ligne de visée de la naine blanche G191-B2B, Vidal-Madjar et al. (1998) ont mesuré $(D/H)_{\text{ISM}} = 1.12 \pm 0.08 \times 10^{-5}$ en moyenne dans les trois composantes interstellaires détectées. L'une d'elles étant identifiée avec le LIC, la valeur mesurée en moyenne dans les deux autres composantes est $(D/H)_{\text{ISM}} = 0.9 \pm 0.1 \times 10^{-5}$ si la valeur de Linsky et al. (1995) est imposée au LIC. Ces observations montrent que $(D/H)_{\text{ISM}}$ peut varier d'environ 30% d'un nuage interstellaire à l'autre, voire même éventuellement à l'intérieur du LIC. De nouvelles observations de G191-B2B ont été réalisées avec HST+STIS par Sahu et al. (1999), qui ont revu la valeur de D/H à la hausse sur cette ligne de visée, infirmant les variations de $(D/H)_{\text{ISM}}$ détectées par Vidal-Madjar et al. (1998). La réduction des données de STIS a cependant été contestée par Howk & Sembach (2000), dont la nouvelle analyse produit des spectres analogues à ceux de GHRS et confirme donc la valeur basse de Vidal-Madjar et al. (1998).

Trois lignes de visée supplémentaires ont récemment été observées avec IMAPS, un spectroscopie utilisé lors de la mission ORFEUS-SPAS II de la Navette spatiale. Les raies d'absorption interstellaires Lyman δ et Lyman ϵ sur la ligne de visée vers l'étoile δ Ori ont été utilisées afin de déterminer avec précision la densité de colonne de D I, alors que des données d'archive de IUE ont permis de mesurer celle de H I à Lyman α . Le résultat de ces mesures fournit le rapport $(D/H)_{\text{ISM}} = 0.74^{+0.19}_{-0.13} \times 10^{-5}$ (Jenkins et al. 1999). Cette valeur basse de $(D/H)_{\text{ISM}}$, indépendamment confirmée par ISO dans Orion (Bertoldi et al. 1999; Wright et al. 1999) est probablement intégrée sur plusieurs composantes interstellaires, la structure de la ligne de visée n'étant pas résolue. Ce résultat est en accord avec celui obtenu vers cette même cible par *Copernicus* (Laurent et al. 1979). La même technique a été utilisée par Sonneborn et al. (2000) sur les observations IMAPS des lignes de visée des étoiles γ^2 Vel et ζ Pup, qui ont fourni respectivement les valeurs $(D/H)_{\text{ISM}} = 2.18^{+0.36}_{-0.31} \times 10^{-5}$ et $(D/H)_{\text{ISM}} = 1.42^{+0.25}_{-0.23} \times 10^{-5}$. On peut enfin noter les deux valeurs obtenues avec le spectrographe de Tübingen ($R \simeq 10000$) sur ORFEUS-SPAS II: $(D/H)_{\text{ISM}} = 0.8^{+0.7}_{-0.4} \times 10^{-5}$ vers BD+28 4211 (Gözl et al. 1998) et $(D/H)_{\text{ISM}} = 1.2^{+0.5}_{-0.4} \times 10^{-5}$ vers BD+39 3226 (Bluhm et al. 1999).

Les valeurs récentes mesurées de $(D/H)_{ISM}$ sont reportées sur la figure 1.3. La dispersion déjà observée sur la figure 1.2 se retrouve à nouveau. Les barres d'erreur ne permettent pas de mettre en accord ces différentes mesures de $(D/H)_{ISM}$ avec une valeur unique. Ces études mettent ainsi en évidence des variations d'au moins 50 % de l'abondance interstellaire du deutérium.

La ligne de visée vers l'étoile double Sirius A - Sirius B a été étudiée au cours de ma thèse grâce à des observations effectuées avec le Télescope spatial *Hubble* et GHRS (Hébrard et al. 1999a). L'une de deux composantes détectées en direction de Sirius présente également une valeur basse de $(D/H)_{ISM}$, avec toutefois une barre d'erreur assez large qui ne permet pas de conclure définitivement (voir chapitre 2).

Les premiers résultats de FUSE relatifs à l'abondance interstellaire du deutérium sont discutés dans le chapitre 4.

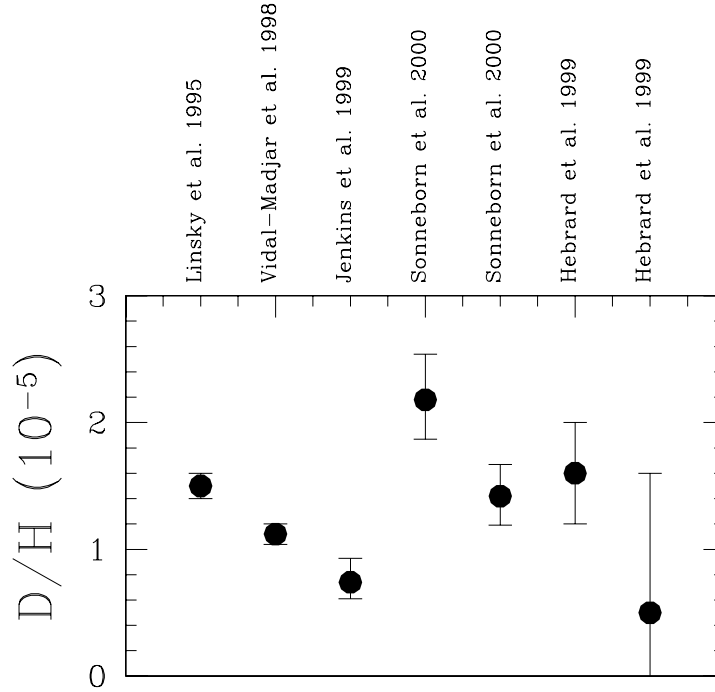


FIG. 1.3 – Mesures récentes de l'abondance interstellaire du deutérium.

1.4 Problèmes ouverts

Le deutérium est aujourd'hui l'objet de nombreuses investigations, tant observationnelles que théoriques. Beaucoup des problèmes liés à son abondance sont encore ouverts. Ils sont discutés ci-dessous.

1.4.1 Variations de l'abondance interstellaire du deutérium

Comme on l'a vu dans la partie 1.3.3, l'abondance interstellaire du deutérium semble montrer des variations susceptibles d'atteindre 50 % sur des échelles de 10 pc ou plus. Les observations de *Copernicus* et IUE avaient déjà révélé cette dispersion (Vidal-Madjar et al. 1978) mais il n'avait

jamais pu être démontré qu'elle était vraiment réelle. Les données les plus récentes obtenues avec le Télescope spatial *Hubble* et IMAPS semblent bien confirmer qu'une partie au moins de cette dispersion est réelle.

Cette dispersion est cependant toujours incomprise. Il est admis que le mélange de la matière éjectée par les étoiles et le milieu interstellaire doit se faire rapidement (typiquement un million d'années), et que l'abondance interstellaire du deutérium est relativement uniforme. On s'attend à une dispersion de l'ordre de 5 % tout au plus [voir par exemple Copi (1997)].

Si ces variations sont bien réelles, la question qui se pose est de savoir quelle valeur de $(D/H)_{\text{ISM}}$ doit être choisie comme caractéristique de l'abondance du deutérium à l'époque actuelle, et même si il est possible d'en choisir une. Tant que ces variations ne sont pas comprises, il est difficile d'affirmer qu'il faut choisir la valeur mesurée dans le Nuage Interstellaire Local, même si celle-ci est mesurée avec une grande précision.

Plusieurs processus ont été proposés afin d'expliquer ces variations, sans qu'aucun ne puisse réunir de preuve observationnelle. Ces différentes hypothèses sont présentées ci-dessous :

- **Mélange différentiel**

La possibilité d'un mélange différentiel de la matière interstellaire vient naturellement à l'esprit. Si des nuages interstellaires sont à des stades différents de mélange avec des éjecta stellaires, ceux-ci présenteront des D/H différents, anticorrélés avec les abondances des éléments lourds, comme O ou N. Ces anticorrélations ne sont pas observées pour l'instant.

- **Fractionnement moléculaire**

Des effets de fractionnement moléculaire, comme par exemple une incorporation sélective des atomes de deutérium dans les molécules de HD par comparaison avec ceux d'hydrogène dans H_2 , peut modifier le rapport atomique apparent entre D I et H I (Watson 1973). De tels effets sont également attendus aux interfaces des nuages moléculaires : les atomes de D sont incorporés dans les molécules à des épaisseurs optiques grandes alors que les atomes de H sont incorporés dans H_2 à des épaisseurs optiques plus faibles, du fait de la différence d'abondance entre H I et D I, qui implique un *self-shielding* à des niveaux différents (Ferlet et al. 2000). Les mesures de $(D/H)_{\text{ISM}}$ faites jusqu'à présent sont cependant pour la plupart réalisées dans le milieu interstellaire diffus essentiellement atomique, avec des rapports d'abondance $H_2/H\text{ I}$ typiquement inférieurs à 10^{-4} .

- **Pression de radiation différentielle**

Ce modèle a été proposé par Vidal-Madjar et al. (1978) et Bruston et al. (1981). Il repose lui aussi sur le fait que H I étant bien plus abondant que D I, les raies d'absorption de l'hydrogène sont bien plus vite saturées que celles du deutérium. À l'intérieur d'un nuage interstellaire, les atomes de D sont soumis à une pression de radiation résonante, alors que ceux de H sont protégé du flux par l'enveloppe H I du nuage, optiquement épaisse. Si le nuage est inhomogène et le flux incident non-isotrope, il en découle une ségrégation entre les atomes de H I et de D I, impliquant une variation spatiale du rapport D/H. Ce rapport apparaîtra en fait plus grand ou plus faible que sa valeur réelle, suivant la zone du nuage qui est coupée par la ligne de visée. Une signature de ce processus pourrait être la détection de différences régionales du D/H mesuré pour un nuage donné, par exemple le LIC.

- **Adsorption sélective sur les grains**

Jura (1982) a proposé que D I et H I puissent être adsorbés différemment sur les grains, ce qui induirait des variations du rapport D/H mesuré dans le gaz interstellaire. Si une adsorption sélective existe réellement, elle devrait impliquer une corrélation entre les variations de $(D/H)_{\text{ISM}}$ et la vitesse des nuages, de la même façon que le rapport $\text{Ca II}/\text{Na I}$ est corrélé avec la vitesse (effet Routly-Spitzer ; Routly & Spitzer 1952, Vallergera et al. 1993).

– Éjecta stellaires

Le deutérium étant brûlé dans les étoiles, des lignes de visée traversant de la matière qui vient d’être transformée dans une étoile peuvent présenter un $(D/H)_{ISM}$ anormalement bas. Cette hypothèse a été discutée par Lemoine et al. (1999). Les restes de nébuleuses planétaires et les vents des étoiles froides peuvent être considérés à cet égard. Leur apport au milieu interstellaire est dominant par comparaison aux éjecta des étoiles chaudes, et ils présentent des caractéristiques similaires aux nuages interstellaires diffus dans lesquels $(D/H)_{ISM}$ est mesuré. Les observations de nébuleuses planétaires réalisées au cours de ma thèse ont confirmé la très grande pauvreté de ces objets en deutérium (Hébrard et al. 1999b, voir partie 5.8). Lemoine et al. (1999) ont estimé à 2×10^{-4} la probabilité qu’une ligne de visée croise une nébuleuse planétaire, et à 3×10^{-3} la probabilité qu’elle croise un vent stellaire. Bien que ces valeurs soient faibles, elles ne peuvent pas être totalement négligées. Une bonne signature de ces contaminations peut être fournie par le fluor, dont l’abondance doit être anormalement élevée dans ces éjecta stellaires.

– Création post-BBN de deutérium

Il est couramment admis qu’aucun processus autre que la nucléosynthèse primordiale ne peut produire de quantité significative de deutérium (Epstein, Lattimer & Schramm 1976). Des modèles non-standards de création post-BBN de deutérium sont cependant toujours étudiés. Par exemple, Mullan & Linsky (1999) ont proposé que la capture radiative de protons par les neutrons libres dans les *flares* stellaires puisse créer des quantités non négligeables de deutérium. Cette possibilité a été inspirée par l’observation dans le Soleil de la raie à 2.2 MeV du deutérium (Chupp 1984). Aucune estimation quantitative n’a encore été donnée.

Une autre source de deutérium peut provenir de la photo-désintégration de ^4He dans le milieu interstellaire par des photons γ provenant des noyaux actifs de galaxies (Boyd, Ferland & Schramm 1989) ou des sursauts gamma (Jedamzik & Fuller 1997). Ces processus sont cependant peu efficaces.

Le tableau 1.7 résume les différentes causes possibles des variations de $(D/H)_{ISM}$, ainsi que les observations qui peuvent permettre de les tester.

TAB. 1.7 – **Causes possibles des variations de l’abondance interstellaire du deutérium.**

Hypothèse	Test observationnel
Mélange différentiel	Abondance des éléments lourds
Fractionnement moléculaire	Présence de nuages moléculaires
Pression de radiation différentielle	Différences régionales de D/H
Adsorption sélective	Corrélation avec la vitesse
Éjecta stellaires	Abondance du fluor
Création post-BBN de deutérium	?

1.4.2 L’abondance primordiale du deutérium

Actuellement, la valeur la plus plausible de $(D/H)_{QSO}$ est $\sim 3.5 \pm 0.5 \times 10^{-5}$. Mais comme on l’a vu dans la partie 1.3.1, cette valeur ne repose pour l’instant que sur quelques mesures, toutes réalisées avec la même méthode. Une ligne de visée a par ailleurs permis de mesurer une valeur plus élevée, incompatible avec la valeur de $(D/H)_{QSO}$ ci-dessus.

Comme le montrent les mesures de l'abondance interstellaire du deutérium, il peut être risqué de conclure avec peu de données. Ce n'est qu'en réalisant des mesures de $(D/H)_{QSO}$ dans de nombreuses lignes de visée que l'on pourra déterminer si 3.5×10^{-5} est une bonne estimation de l'abondance primordiale du deutérium ou non.

Des mesures plus nombreuses, réalisées dans des nuages absorbants à différents stades d'évolution, permettraient également de suivre l'évolution de $(D/H)_{QSO}$ en fonction de la métallicité. Cela pourrait permettre de vérifier si $(D/H)_{QSO}$ décroît bien lorsque l'abondance en métaux croît, et peut-être de raccorder ces mesures avec celles de $(D/H)_{pre\odot}$ et $(D/H)_{ISM}$. Si cette décroissance est bien observée, elle pourrait conduire à une détermination très précise de $(D/H)_{prim}$, en extrapolant la valeur de $(D/H)_{QSO}$ à une métallicité nulle, suivant ainsi la méthode utilisée pour la détermination de l'abondance primordiale de l'hélium-4.

1.4.3 L'évolution galactique de l'abondance du deutérium

Les modèles standards d'évolution de l'abondance du deutérium prédisent une décroissance de D/H par un facteur 2 à 3 en ~ 13 milliards d'années, ou 1.5 à 2 en ~ 8 milliards d'années. Ils s'accordent très bien avec les observations si on retient les valeurs $(D/H)_{QSO} = 3.5 \times 10^{-5}$, $(D/H)_{pre\odot} = 2.3 \times 10^{-5}$ et $(D/H)_{ISM} = 1.5 \times 10^{-5}$. Cet ensemble est ainsi actuellement très cohérent.

Cependant, comme on l'a vu, la valeur de $(D/H)_{QSO}$ ne repose pour l'instant que sur quelques lignes de visée, et la valeur $(D/H)_{ISM} = 1.5 \times 10^{-5}$ est très locale, des variations d'une ligne de visée à l'autre ayant été observées. Des facteurs de décroissance de D/H différents, rendus nécessaires par des valeurs de $(D/H)_{ISM}$ et $(D/H)_{QSO}$ différentes, doivent être considérés. Les modèles prédisant une décroissance de D/H par des facteurs ~ 10 ont notamment été proposés lors des premières évaluations de $(D/H)_{QSO}$, qui fournissaient des valeurs hautes, de l'ordre de 2×10^{-4} . Ces modèles pourraient être également invoqués s'il s'avérait que la valeur de $(D/H)_{ISM}$ réellement caractéristique de la matière cosmique aujourd'hui est de l'ordre de 7×10^{-6} , valeur mesurée par exemple vers δ Ori.

Lorsque les mesures de $(D/H)_{ISM}$ et $(D/H)_{pre\odot}$ étaient les seules disponibles, ces modèles étaient indispensables à l'évaluation de $(D/H)_{prim}$. Aujourd'hui, les mesures de $(D/H)_{QSO}$ semblent être un moyen plus fiable de remonter à $(D/H)_{prim}$. Les modèles d'évolution de D/H gardent leur intérêt dans ce contexte, en permettant de vérifier la cohérence entre les trois types de mesures de D/H .

Ils permettent également de contraindre les modèles de formation et d'évolution des galaxies. Le gradient radial de D/H est pour l'instant toujours à détecter. Son profil éventuel ainsi que, par exemple, celui d'un possible gradient radial du rapport D/O contraignent le taux de formation stellaire ou les différentes formes d'*infall* [voir par exemple Prantzos (1996)]. Mesurer l'abondance du deutérium localement mais également vers le centre et l'antcentre galactiques est donc très important à cet égard.

1.4.4 Densité baryonique de l'Univers

La mesure des abondances primordiales des éléments créés durant la BBN permet de contraindre la valeur de η et donc de Ω_b . Les mesures d'abondances primordiales les plus précises ont des barres d'erreur de l'ordre de 2 à 3 % pour Y_{prim} , 10 % pour $({}^7\text{Li}/H)_{prim}$, et comme on l'a vu, 10 à 20 % pour $(D/H)_{prim}$ (il n'existe pas pour l'instant de mesure de l'abondance primordiale d'hélium-3). Ces barres d'erreur sont cependant le plus souvent d'ordre statistique, les effets systématiques étant plus difficiles à quantifier. Ils impliquent des erreurs potentiellement plus grandes, comme le laisse penser l'absence de recouvrement constatée dans certains cas entre les

différentes barres d'erreur reportées. On peut espérer baisser les barres d'erreur sur $(D/H)_{\text{prim}}$ si des mesures dans de nombreux objets sont effectuées, comme cela est fait pour l'hélium-4 et le lithium-7.

Les estimations de Y_{prim} sont réalisées en mesurant l'abondance en ^4He de nombreuses régions H II extragalactiques à faibles métallicités. Ces mesures font apparaître nettement une croissance du rapport $^4\text{He}/\text{H}$ avec la métallicité. Elle est interprétée par l'effet de la nucléosynthèse stellaire, qui va créer de l'hélium-4 en plus de l'hélium-4 primordial, et en même temps synthétiser des métaux. La valeur de Y_{prim} est obtenue en extrapolant linéairement le rapport $^4\text{He}/\text{H}$ jusqu'aux métallicités nulles. De nombreuses mesures ont été faites avec cette méthode, et les valeurs les plus récentes sont notamment $Y_{\text{prim}} = 0.244 \pm 0.002$ (Izotov & Thuan 1998) et $Y_{\text{prim}} = 0.234 \pm 0.002 \pm 0.005$ (Olive, Steigman & Skillman 1997). On peut également citer la valeur obtenue par Peimbert & Peimbert (2000) à partir de régions H II dans le Petit Nuage de Magellan : $Y_{\text{prim}} = 0.236 \pm 0.003$. Comme on le voit, il existe ici aussi des estimations hautes ($\sim 24.5\%$) et basses ($\sim 23.5\%$).

Les mesures de $(^7\text{Li}/\text{H})_{\text{prim}}$ sont faites en observant l'abondance du lithium-7 dans les étoiles vieilles du halo galactique. Ces observations montrent (Spite & Spite 1982) que $^7\text{Li}/\text{H}$ reste constant pour les faibles métallicités, et ne commence à croître que pour les métallicités les plus élevées. Ce "Plateau des Spite" à $^7\text{Li}/\text{H} \simeq 1.3 \times 10^{-10}$ (Ryan et al. 1999) a été très vite interprété comme étant la signature de l'abondance primordiale du lithium-7. Le ^7Li étant cependant très fragile, de nombreux processus capables de le détruire dans les étoiles ont été proposés (mélange rotationnel, vents stellaires, effets gravitationnels, perte de moment d'inertie...). Les plus extrêmes proposaient une déplétion par un facteur de l'ordre de 10 (Pinsonneault et al. 1992), soit une abondance primordiale $(^7\text{Li}/\text{H})_{\text{prim}} \sim 10^{-9}$. La très faible dispersion du plateau (moins de 10 % sur $^7\text{Li}/\text{H}$) observée récemment (Bonifacio & Molaro 1997; Ryan et al. 1999) rend ces modèles assez improbables : des étoiles vieilles de masses, températures ou métallicités différentes présentant le même rapport $^7\text{Li}/\text{H}$, il est difficile de ne pas considérer que cette abondance est très proche de $(^7\text{Li}/\text{H})_{\text{prim}}$. Les modèles les plus standards prennent en compte des facteurs de déplétion du lithium-7 dans les étoiles inférieurs à 2.5, soit une abondance primordiale $(^7\text{Li}/\text{H})_{\text{prim}} = 1.73 \pm 0.25 \times 10^{-10}$ (Bonifacio & Molaro 1997) ou $(^7\text{Li}/\text{H})_{\text{prim}} = 3.2 \pm 0.7 \times 10^{-10}$ (Vauclair & Charbonnel 1995).

En recoupant ces valeurs avec celles de $(D/H)_{\text{QSO}}$ (voir partie 1.3.1) sur les courbes "abondances primordiales - densité baryonique" (figure 1.1) et en prenant les barres d'erreur les plus extrêmes, on trouve le domaine de recouvrement suivant : $1 \times 10^{-10} < \eta < 6 \times 10^{-10}$ (ce domaine prend en compte l'incertitude sur la constante de Hubble; l'erreur qu'elle induit sur η est cependant moindre que celle induite par les barres d'erreurs sur les abondances). C'est ce relativement bon accord qui fait du modèle standard de Big Bang une théorie cohérente en ce qui concerne la création des éléments légers. Ce domaine correspondant à $0.01 < \Omega_b < 0.06$, on peut conclure d'une part que les baryons sont incapables de fermer l'Univers, et d'autre part qu'il existe de la matière noire sous forme baryonique *et* sous forme exotique (voir partie 1.1.1).

Ce domaine est cependant assez large. Il ne permet pas par exemple de savoir si la quantité de matière noire baryonique est importante ou pas, ou de prédire avec précision la densité de matière non-baryonique. On souhaite donc pouvoir réduire ce domaine, ce qui revient à choisir certaines mesures d'abondances plutôt que d'autres, toutes n'étant pas compatibles. On peut dire qu'il existe encore aujourd'hui deux ensembles de solutions. L'abondance primordiale du ^7Li est compatible avec deux valeurs de η , de part et d'autre de la "vallée" de sa courbe; la valeur de gauche (faible densité) est à peu près compatible avec les valeurs hautes de $(D/H)_{\text{prim}}$ et basses de Y_{prim} , et la valeur de droite (haute densité) est à peu près compatible avec les valeurs faibles de $(D/H)_{\text{prim}}$ et hautes de Y_{prim} .

La valeur rencontrant actuellement le plus d'adhésions est $\eta \simeq 5 \times 10^{-10}$. Cette valeur est obtenue à partir de la valeur basse de $(D/H)_{\text{prim}}$ ($\sim 3.5 \times 10^{-5}$). Elle correspond à $({}^7\text{Li}/H)_{\text{prim}} \simeq 3.5 \times 10^{-10}$, soit un facteur de déplétion du ${}^7\text{Li}$ élevé mais encore envisageable. Un problème lié aux valeurs basses de $(D/H)_{\text{prim}}$ était l'incompatibilité avec les mesures de Y_{prim} , mais il existe à présent une valeur haute de Y_{prim} compatible avec cet ensemble de données. Enfin, si on admet que $(D/H)_{\text{ISM}} \simeq 1.5 \times 10^{-5}$, cela signifie que D/H a décru par un facteur ~ 2 par rapport à $(D/H)_{\text{prim}}$, ce qui est compatible avec les modèles standards d'évolution chimique des galaxies.

Si cette valeur est celle qui présente le plus de cohérence aujourd'hui, des difficultés persistent. En effet, si $\eta \simeq 5 \times 10^{-10}$, les valeurs basses de Y mesurées dans certains objets restent inexplicables, étant entendu qu'il est plus simple de produire du ${}^4\text{He}$ que de le détruire. On a également vu que la valeur $(D/H)_{\text{ISM}} \simeq 1.5 \times 10^{-5}$ pouvait être remise en cause, et donc les modèles prédisant une faible décroissance de D/H. Enfin, cette solution implique une forte densité baryonique (de l'ordre de $\Omega_b = 0.04$). La masse manquante serait alors composée d'une partie non négligeable de baryons. Les naines brunes du halo [voir par exemple Lasserre et al. 2000] ou le gaz chaud [voir par exemple Tripp et al. 2000] semblant ne pouvoir représenter qu'une fraction de cette masse sombre baryonique, d'autres "baryons noirs" restent à identifier.

Un autre élément provient des mesures du fond de rayonnement cosmologique. Celles-ci permettent également de contraindre η et les résultats récents, obtenus notamment avec *Boomerang* et *Maxima*, semblent privilégier des valeurs de l'ordre de $\eta \simeq 9 \times 10^{-10}$, et en tout cas supérieures à 5×10^{-10} [voir par exemple Jaffe et al. (2000)]. De telles valeurs impliqueraient une abondance Y_{prim} plus grande et un plus grand facteur de déplétion pour ${}^7\text{Li}$. La valeur de $(D/H)_{\text{prim}}$ serait elle plus faible, et pourrait même rejoindre les valeurs pré-solaires ou celles observées dans le milieu interstellaire, ce qui remettrait en cause les modèles d'évolution chimique des galaxies.

On le voit, la mesure précise de la densité baryonique de l'Univers n'est pas encore atteinte.

1.5 Conclusion

Les mesures de l'abondance du deutérium représentent donc un enjeu capital. Comme on l'a vu, elles permettent de :

- vérifier la cohérence du modèle standard du Big Bang,
- déterminer quelle est la fraction baryonique de la masse manquante,
- prouver l'existence de matière non baryonique et déterminer sa densité,
- contraindre les modèles d'évolution chimique des galaxies.

De plus, les mesures de D/H, effectuées dans des milieux astrophysiques très divers, peuvent également poser des contraintes sur la physique du milieu interstellaire ou les modèles de formation du Système solaire.

Chapitre 2

Abondance interstellaire du deutérium vers Sirius

2.1 Présentation

Cette partie présente une étude du milieu interstellaire sur la ligne de visée de l'étoile double Sirius A - Sirius B. Ce travail a été conduit à partir de nouvelles observations réalisées avec l'instrument GHRS du Télescope spatial *Hubble*, ainsi que des données d'archives.

Ce système double, situé à 2.6 pc, est composé d'une étoile A1V (Sirius A) et d'une naine blanche DA (Sirius B), séparées d'une dizaine d'unités astronomiques et tournant l'une autour de l'autre en approximativement 50 ans.

Les naines blanches sont des objets sur les lignes de visée desquels l'observation des séries de Lyman de H I et D I en vue de la mesure de $(D/H)_{ISM}$ est très favorable. Ces cibles réunissent en effet les avantages des étoiles froides et des étoiles chaudes utilisées jusqu'alors (voir partie 1.3.3) : elles peuvent être choisies dans le voisinage solaire, ce qui simplifie *a priori* la structure en vitesse de la ligne de visée, et possèdent un continu UV relativement plat permettant d'observer des raies de N I et O I. Le domaine spectral de GHRS, qui permet d'observer Lyman α , permet notamment l'observation du triplet de N I à 1200 Å et de la raie de O I à 1302 Å.

Deux naines blanches avaient jusqu'ici été utilisées pour déterminer $(D/H)_{ISM}$: G191-B2B (Lemoine et al. 1996 ; Vidal-Madjar et al. 1998 ; Sahu et al. 1999) et Hz 43 (Landsman et al. 1996). Sirius B est ainsi le troisième cas, et de nombreux autres vont suivre avec FUSE (voir chapitres 3 et 4).

Les présentes observations ont été réalisées dans le cadre de deux programmes “*Guest Observer*” du Cycle 6 du Télescope spatial *Hubble*, qui visaient à observer les étoiles Sirius A, Sirius B et Véga, à haute et moyenne résolution spectrale (réseaux Echelle-A et G 140M). Les observations de Sirius A et Véga ont été utilisées par van Noort et al. (1998) et ont permis d'identifier des raies d'émission de Sirius A (voir Annexe C). Pour l'étude du milieu interstellaire, ces observations ont été complétées par de plus anciennes de Sirius A, obtenues par Lallement et al. (1994) avec HST+GHRS.

2.2 Résultats (publication)

Les résultats de cette étude sont présentés dans la publication reproduite ici. Elle est parue dans *Astronomy & Astrophysics* (Hébrard et al. 1999a).

Ultraviolet observations of Sirius A and Sirius B with HST-GHRS*

An interstellar cloud with a possible low deuterium abundance

G. Hébrard^{1,2}, C. Mallouris³, R. Ferlet¹, D. Koester⁴, M. Lemoine⁵, A. Vidal-Madjar¹, and D. York³

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis Boulevard Arago, 75014 Paris, France

² Department of Physics and Astronomy, Johns Hopkins University, 3400 North Charles Street, Baltimore, MD 21218, USA

³ University of Chicago, Department of Astronomy and Astrophysics, 5640 South Ellis Avenue, Chicago, IL 60637, USA

⁴ Institut für Theoretische Physik und Astrophysik der Christian-Albrechts-Universität, 24098 Kiel, Germany

⁵ DARC, UPR-176 CNRS, Observatoire de Paris-Meudon, 92195 Meudon Cédex, France

Received 31 March 1999 / Accepted 27 August 1999

Abstract. We present new observations of the binary Sirius A / Sirius B performed with HST-GHRS. Two interstellar clouds are detected on this sightline, one of them being identified as the Local Interstellar Cloud (LIC), in agreement with previous HST-GHRS observations of Sirius A (Lallement et al. 1994). The interstellar structure of this sightline, which we assume is the same toward both stars (separated by less than 4 arcsec at the time of observation), is constrained by high spectral resolution data of the species O I, N I, Si II, C II, Fe II and Mg II.

Lyman α interstellar lines are also observed toward the two stars. But whereas the deuterium Lyman α line is well detected in the LIC with an abundance in agreement with that obtained by Linsky et al. (1993 & 1995), no significant D I line is detected in the other cloud.

However, the Lyman α lines toward Sirius A and Sirius B are not trivial. An excess of absorption is seen in the blue wing of the Sirius A Lyman α line and interpreted as the wind from Sirius A. In its white dwarf companion, an excess in absorption is seen in the red wing and interpreted as the core of the Sirius B photospheric Lyman α line. A composite Lyman α profile can nonetheless be constructed, and allows one to measure the deuterium abundance in the second cloud $0 < (D/H)_{ISM} < 1.6 \times 10^{-5}$, which is marginally in agreement with the Linsky et al. (1993 & 1995) value. This sightline appears consequently as a good candidate for a low $(D/H)_{ISM}$.

Key words: stars: individual: Sirius A – stars: individual: Sirius B – stars: white dwarfs – ISM: abundances – ultraviolet: ISM – ultraviolet: stars

1. Introduction

It is generally believed that deuterium is only produced in primordial Big Bang nucleosynthesis (BBN), and destroyed in stellar interiors (Epstein et al. 1976). Hence, any abundance of deuterium measured at any metallicity should provide a lower limit to the primordial deuterium abundance (Reeves et al. 1973). Deuterium is thus a key element in cosmology and in galactic chemical evolution (e.g., Vangioni-Flam & Cassé 1995; Prantzos 1996; Scully et al. 1997). The primordial abundance of deuterium is indeed one of the best probes of the baryonic density parameter of the Universe Ω_B . The decrease of its abundance all along galactic evolution, amongst other things, is a function of the star formation rate. Standard models predicting a decrease by a factor 2 to 3 in 15 Gyrs (e.g., Galli et al. 1995; Prantzos 1995; Tosi et al. 1998). However there are some non-standard models which propose nonprimordial deuterium production (see e.g. Lemoine et al. (1999) for a review). The most recent paper on nonprimordial deuterium production is by Mullan & Linsky (1999).

Proto-solar and interstellar deuterium abundances thus bear the imprint of BBN as well as the subsequent chemical evolution. Up to a few years ago, they were the only available measurements of D/H used to constrain BBN in a direct way. The situation has changed recently, as measurements of D/H likely to be close to $(D/H)_{prim}$ have become possible (e.g., Burles & Tytler 1998a & 1998b; Webb et al. 1997; see also Burles & Tytler 1998c for a review). Taken altogether, the abundances of deuterium seem to decrease with time, as expected, although the dispersion remains rather large. These various measurements and their trends are reviewed in detail in Lemoine et al. (1999), and we refer the reader to this review for more details.

The first measurements of the interstellar deuterium abundance $(D/H)_{ISM}$, representative of the present epoch, were reported by Rogerson & York (1973) through Lyman absorption on the line of sight of β Cen, using *Copernicus*. Their value of $(D/H)_{ISM} \simeq 1.4 \pm 0.2 \times 10^{-5}$ has not changed ever since and twenty years later, Linsky et al. (1993 & 1995) measured $(D/H)_{ISM} = 1.60 \pm 0.09^{+0.05}_{-0.10} \times 10^{-5}$ in the direction of Capella

Send offprint requests to: Guillaume Hébrard

* Based on observations with the NASA/ESA *Hubble Space Telescope*, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. under NASA contract No. NAS5-26555.

Correspondence to: hebrard@iap.fr

Table 1. List of our GHRS spectra.

Target	Spectral range	Elements	GHRS Grating	Exposition time	Date of observation	Proposal	#
Sirius A	1188 Å - 1218 Å	N I, Si II, Si III, H I, D I	G140M	1632.0 s	1996 Nov. 20	ID 6800	1
Sirius A	1278 Å - 1307 Å	O I, Si II	G140M	217.6 s	1996 Nov. 20	ID 6800	2
Sirius A	1308 Å - 1337 Å	C II	G140M	217.6 s	1996 Nov. 20	ID 6800	3
Sirius A	1196 Å - 1203 Å	N I	Echelle-A	1305.6 s	1996 Nov. 20	ID 6800	4
Sirius A	1201 Å - 1208 Å	Si III	Echelle-A	870.4 s	1996 Nov. 20	ID 6800	5
Sirius A	1298 Å - 1306 Å	O I, Si II	Echelle-A	130.2 s	1996 Nov. 20	ID 6800	6
Sirius A	1331 Å - 1339 Å	C II	Echelle-A	217.6 s	1996 Nov. 20	ID 6800	7
Sirius B	1188 Å - 1218 Å	N I, Si II, Si III, H I, D I	G140M	1532.8 s	1996 Nov. 18	ID 6828	8
Sirius B	1278 Å - 1307 Å	O I, Si II	G140M	217.6 s	1996 Nov. 18	ID 6828	9
Sirius B	1308 Å - 1337 Å	C II	G140M	217.6 s	1996 Nov. 18	ID 6828	10
Sirius B	1196 Å - 1203 Å	N I	Echelle-A	3481.6 s	1996 Nov. 21	ID 6800	11
Sirius B	1201 Å - 1208 Å	Si III	Echelle-A	1740.8 s	1996 Nov. 18	ID 6828	12
Sirius B	1212 Å - 1219 Å	H I, D I	Echelle-A	2067.2 s	1996 Nov. 18	ID 6828	13
Sirius B	1212 Å - 1219 Å	H I, D I	Echelle-A	3481.6 s	1996 Nov. 20	ID 6800	14
Sirius B	1298 Å - 1306 Å	O I, Si II	Echelle-A	217.6 s	1996 Nov. 18	ID 6828	15
Sirius B	1331 Å - 1339 Å	C II	Echelle-A	217.6 s	1996 Nov. 18	ID 6828	16

using HST-GHRS. But it turns out that determinations of the $(D/H)_{ISM}$ ratio do not generally agree on a single value, even in the very local medium (Vidal-Madjar et al. 1978 & 1986, Murthy et al. 1987 & 1990). While many measurements are in agreement with the value of Linsky et al. (1993 & 1995), many sightlines exhibit different values. For instance, $(D/H)_{ISM} < 10^{-5}$ toward λ Sco (York 1983), $(D/H)_{ISM} \simeq 7. \times 10^{-6}$ toward δ Ori and ϵ Ori (Laurent et al. 1979), $(D/H)_{ISM} \simeq 5. \times 10^{-6}$ toward θ Car (Allen et al. 1992). Finally, thanks to new HST-GHRS observations of G191-B2B, Vidal-Madjar et al. (1998) detected variations of $(D/H)_{ISM}$ by at least $\sim 30\%$ within the local interstellar medium on the sightline of G191-B2B, and Jenkins et al. (1999) up to $\sim 50\%$ toward δ Ori, using IMAPS. We can also report the measurement of the 92cm hyperfine transition of D I by Chengalur et al. (1997), showing $(D/H)_{ISM} \simeq 3.9 \pm 1.0 \times 10^{-5}$. Although several scenarios have been proposed to explain these putative variations (e.g., Vidal-Madjar et al. 1978; Jura 1982), the above measurements are still unaccounted for (Lemoine et al. 1999).

We introduced in Cycle 1 of HST a new type of target, white dwarfs in the high temperature range, for which the depth of the Lyman α photospheric absorption line is reduced, and whose stellar continuum remains smooth. These targets also allow the study of lines of other species, such as N I and O I, which are shown to be reliable tracers of H I in the ISM (Ferlet 1981; York et al. 1983). These targets may also be chosen close to the Sun so that the H I column density is not too high and the velocity structure of the line of sight not too complex. We have already observed the white dwarf G191-B2B in HST Cycle 1 (Lemoine et al. 1996) and Cycle 5 (Vidal-Madjar et al. 1998). Continuing that program, we present here new ultraviolet observations of Sirius A and its white dwarf companion Sirius B performed with HST-GHRS. Previous HST-GHRS observations of Sirius A reveal the velocity structure including two components on this sightline (Lallement et al. 1994), and also the possible detection

of a diffuse interstellar cloud boundary (Bertin et al. 1995a) and the detection of a stellar wind from Sirius A (Bertin et al. 1995b).

From a subset of these new observations, the identifications of the Sirius A emission lines have been made beforehand (van Noort et al. 1998). Here, following the presentation of these spectroscopic observations and the data reduction in Sect. 2, we study the structure of the line of sight in Sect. 3, the Lyman α absorption features including D/H study in Sect. 4, and the ionization and metal abundances in Sect. 5. We finally discuss our results in Sect. 6.

2. Observations and data reduction

2.1. Observations

Our observations of the stars Sirius A and Sirius B were performed with GHRS (the *Goddard High Resolution Spectrograph*) onboard the *Hubble Space Telescope* in November 1996, in the frame of Cycle 6 Guest Observer proposals ID 6800 and ID 6828. A first attempt was made in September 1996 but failed because the stars were not correctly located within the GHRS entrance slit. The observations were finally repeated with a different pointing strategy which was fully successful and allowed for extremely good observations of both stars. The spectra were acquired at high and medium spectral resolution (Echelle-A and G140M gratings). Most of them have a very good quality and show clearly interstellar lines. The wavelengths ranges of the spectra are listed in Table 1.

The G140M grating provides a resolving power $R = \lambda/\Delta\lambda \simeq 20,000$, i.e. a spectral resolution of $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$. With the Echelle-A grating we have obtained a resolving power $R \simeq 85,000$, i.e. a spectral resolution of $\sim 3.5 \text{ km s}^{-1}$. We used only the Small Science Aperture (SSA), corresponding to $0.25''$ on the sky and illuminating one diode to achieve the best possible resolving power. For further details on the instrumentation, see Duncan (1992).

2.2. Data reduction

Our data were reduced with the Image Reduction and Analysis Facility (IRAF) software, using the STSDAS package.

During the observations, we used the FP-SPLIT mode which splits the total exposure time into successive cycles of four sub-exposures, each corresponding to a slightly different projection of the spectrum on the photocathode. We used the “quarter stepping” mode, which provides a sample of 4 pixels per resolution element. This allows simultaneously to oversample the spectrum, since, for instance, the SSA does not fulfill the Nyquist sampling criterion, and to correct for the granularity of the photocathode. The effect of the photocathode on each diode being the same for the four sub-exposures, it is possible to evaluate this granularity from the comparison of the four sub-exposures where a constant granularity effect mixes with a non-constant photon statistical noise.

We use several methods to average the four series of sub-exposures to obtain the final spectra. The main point was to focus the alignment between the different sub-exposures, in order to avoid any artificial broadening of the lines, or even erasing the weaker ones. Where the signal-to-noise ratio (S/N) was high enough, we used the standard method to average the sub-exposures and correct for the granularity, which is available in the IDL GHRS package, under the *corre_hrs* procedure. This procedure, which executes an automatic auto-correlation between the sub-exposures, is efficient when the sub-exposures are bright enough. We found that this simple treatment allowed us to reach good alignment for ten of our spectra (spectra # 1, 2, 3, 4, 6, 7, 8, 9, 10 and 15 in Table 1). In the remaining cases the S/N was too low, and the *corre_hrs* procedure was not able to identify and then correlate features on the sub-exposures. For these six low S/N spectra (spectra # 5, 11, 12, 13, 14 and 16 in Table 1), we chose to estimate the shifts between the different sub-exposures one by one, after smoothing them in order to increase the S/N , and then to average the sub-exposures with the right shifts (and with no additional smoothing). The shifts found thus were very close to the nominal ones in the FP-SPLIT mode. However these six low S/N spectra are not corrected for the photocathode granularity. Instead we have searched for such possible defects by adding the sub-exposures corresponding a priori to the same spectral instrument shift, improving then the S/N , and building in such a way four different shifted spectra where the photocathode defects appear at fixed positions. We found no defects near the observed spectral lines. This can be seen, for example, in the Fig. 1 and Fig. 2 on which are shown the Sirius A and Sirius B Echelle-A data corresponding to both C II 1334 Å and O I 1302 Å areas.

In our high and medium spectral resolution data, we have detected 10 interstellar lines toward Sirius A and/or Sirius B: N I 1200 Å triplet, O I 1302 Å, C II 1334 Å, Si II 1190 Å, 1193 Å and 1304 Å, D I 1215 Å and H I Lyman α (see Table 2).

To properly deduce interstellar abundances from interstellar absorption lines, it is extremely important to precisely evaluate the zero flux level. The zero flux level may be slightly erroneous due to the scattered light, which is greater in the case of an

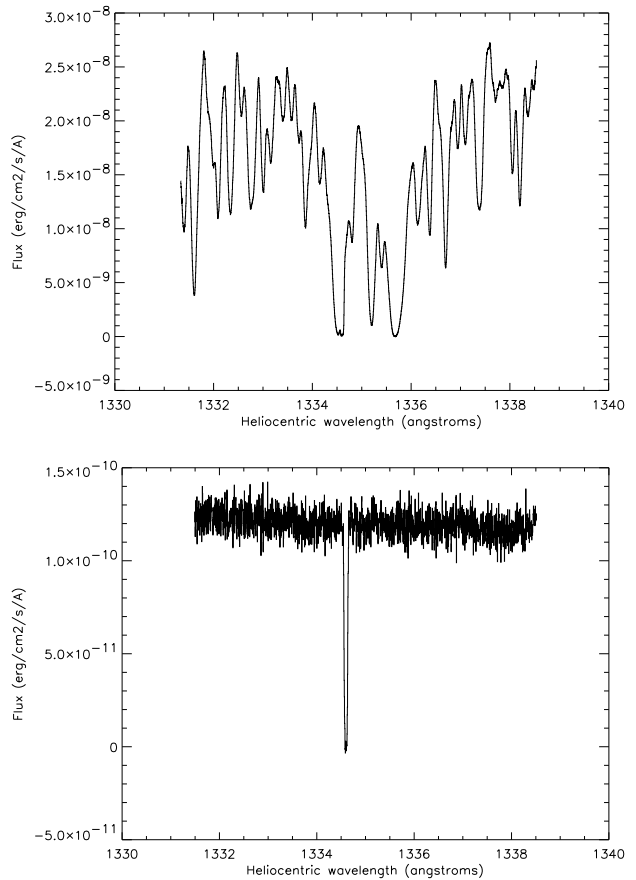


Fig. 1. Examples of spectra obtained with HST-GHRS Echelle-A: C II area toward Sirius A (top, spectrum # 7) and toward Sirius B (bottom, spectrum # 16). In the Sirius A spectrum we see a lot of stellar lines, and an interstellar absorption on the red wing of the C II 1334.5 Å stellar line. In the Sirius B spectrum we see only the interstellar C II 1334.5 Å line on a very flat stellar continuum.

échelle grating like Echelle-A than in the case of a classical grating like G140M, because of the diffuse light produced from the adjacent spectral orders. Thus, under the two assumptions that the zero flux is well known for G140M spectra, and that the width of the line spread function with Echelle-A is negligible in comparison with the one obtained with G140M, we used the G140M spectra to adjust the zero level of the corresponding Echelle-A spectra (for example, we adjust spectrum # 15 with # 9, spectrum # 16 with # 10...). Accordingly, after degrading the Echelle-A spectrum to the one of G140M *i.e.* projection of Echelle-A spectrum on pixels with size equal to those of G140M spectrum, and then convolution with the G140M line spread function), we achieve the flux shift between the degraded Echelle-A spectrum and the corresponding G140M one. We corrected thus the zero flux levels of the non-degraded Echelle-A spectra with these shifts, in the cases of unsaturated lines. The most obvious cases are the broad and saturated Lyman α lines for which the central saturated cores should be at zero flux level. We shift these spectra in order to adjust the Lyman α

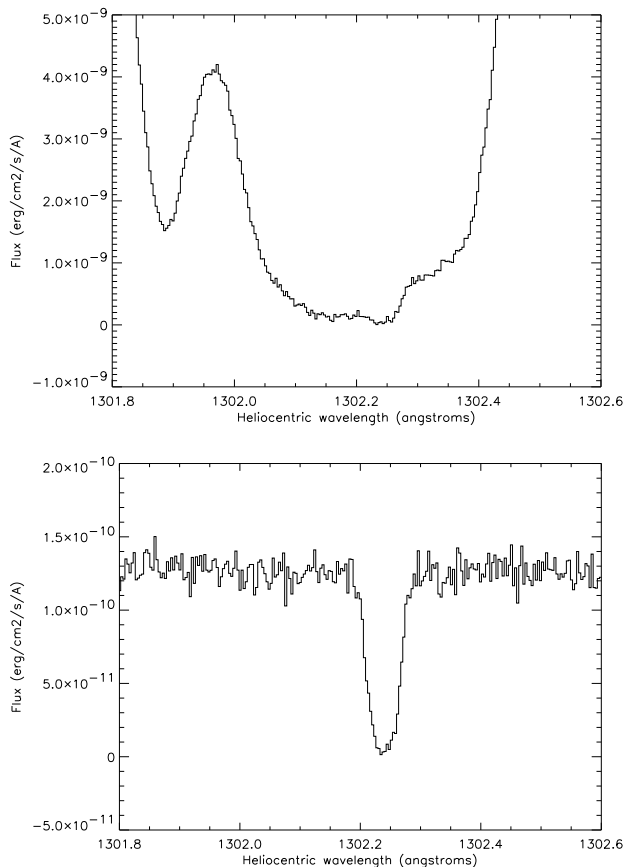


Fig. 2. Examples of spectra obtained with HST-GHRS Echelle-A (magnification): O I area toward Sirius A (top, spectrum # 6) and toward Sirius B (bottom, spectrum # 15). On the Sirius A spectrum, the interstellar absorption line (the small feature at 1302.25 Å) is at the bottom of a stellar line. For this small feature, the continuum is low and less simple than in the case of Sirius B spectrum, on which we see only the interstellar line, on a very flat stellar continuum.

central cores at zero flux level (the level of that core has been found to be negative after the standard pipeline correction). This obvious case allows us to test and confirm that the zero flux level is well known in G140M spectra. It permits to ensure that the precision on the zero flux level for the G140M spectra, and thus for the corrected Echelle-A ones, is better than 3% of the stellar continuum.

Seven of the Echelle-A exposures (# 4, 5, 12, 13, 14, 15 and 16) were immediately preceded by a platinum lamp calibration exposure and thus allowed us to calculate the residual wavelength shift left by the standard *calib_hrs* calibration procedure. Together with the oversampling mode, this correction allowed us to reach an absolute calibration accuracy of $\pm 1.5 \text{ km s}^{-1}$ in radial velocity (the radial velocities will thereafter be given in heliocentric frame).

We chose not to rebin our spectra *i.e.* they present four pixels per resolution element approximately, which is the standard sampling mode. For our fits (Sect. 3 and Sect. 4) we then used a gaussian PSF, with a FWHM slightly greater than four pixels.

In order to study the interstellar contributions, the regions near the interstellar spectral lines were normalized by the stellar continuum to unity. This could be done without difficulty, except in the case of the Lyman α line toward Sirius B, with polynomial whose degree and parameters were chosen using the procedure described in Lemoine et al. (1995). The photospheric Lyman α continua of Sirius B was non-trivial and its normalization will be described in Sect. 4.

The Lyman α high resolution spectra of Sirius A obtained using Echelle-A was unusable, probably because of the very high diffusion of adjacent order in the spectrograph by this bright star. The Lyman α high resolution spectra of Sirius B obtained using Echelle-A presented a very low S/N (~ 5). We did not use them in our fits of the Lyman α lines (Sect. 4), which are made only on the medium spectral resolution data obtained using G140M. We just use them in order to check that the geocoronal Lyman α emission during our observations was at the bottom of the saturated Lyman α absorptions. Indeed, this emission is detected in the Sirius B Lyman α Echelle-A spectra, but not in the G140M spectra. The geocoronal emission thus did not deteriorate the wings of the Lyman α absorption lines.

3. Structure of the line of sight

As it can be seen in Sect. 4, the Lyman α lines are not obvious. We thus used only the interstellar metal lines (*i.e.* all but Lyman α) to study the structure of the line of sight toward the binary Sirius A / Sirius B. We assume in all our study that the interstellar absorbers are the same toward Sirius A and Sirius B, the two stars being separated by less than 4 arcsec on the sky at the time of our observations, which corresponds to $\sim 10 \text{ AU}$ at the Sirius distance of 2.6 pc.

For a given transition of a given element, each component in the sightline produces an absorption line modeled by a Voigt profile, which is defined, in addition to atomic parameters, by four cloud parameters: the radial velocity v (in km s^{-1}) of the cloud, the column density N_e (in cm^{-2}) of element e , the temperature T (in K) of the gas, and its turbulent velocity σ (in km s^{-1}).

In order to determine the number of clouds, their velocity, temperature, turbulence and columns density for each element, we used a new fitting program developed by M. Lemoine, which permits to fit Voigt profiles to several lines in different spectral ranges simultaneously. This new program works in the same spirit as the code presented in Lemoine et al. (1995), which obtains the best fit by χ^2 simulated annealing optimization. This allows us to find the best solution compatible with different spectral ranges based on the basic assumption that all the considered lines give the same values for v , T and σ for a given component, and all the lines for a given element e and a given component give the same value for N_e . The spread of the lines combines both parameters T and σ , which can only be separately determined if several elements with different masses are simultaneously fitted. This procedure was used to solve the structure of the line of sight toward the white dwarf G191-B2B (Vidal-Madjar et al. 1998).

Table 2. Interstellar spectral lines detected on HST-GHRS spectra toward Sirius A and Sirius B. S/N is the signal to noise ratio per pixel at the continuum of the interstellar lines. The atomic data are from Morton (1991).

Element	Wavelength (Å) (vacuum)	Oscillator strength	Spontaneous transition probability (s^{-1})	Target	Spectral resolution	S/N	Reference
N I	1199.5496	1.328×10^{-1}	4.104×10^8	Sirius A	85,000	5	This work
				Sirius B	20,000	40	This work
				Sirius B	85,000	20	This work
N I	1200.2233	8.849×10^{-2}	4.097×10^8	Sirius A	85,000	5	This work
				Sirius B	20,000	45	This work
				Sirius B	85,000	20	This work
N I	1200.7098	4.423×10^{-2}	4.093×10^8	Sirius A	85,000	5	This work
				Sirius B	20,000	35	This work
				Sirius B	85,000	15	This work
O I	1302.1685	4.887×10^{-2}	3.204×10^8	Sirius A	85,000	10	This work
				Sirius B	20,000	50	This work
				Sirius B	85,000	15	This work
C II	1334.5323	1.278×10^{-1}	2.393×10^8	Sirius A	85,000	50	This work
				Sirius B	20,000	40	This work
				Sirius B	85,000	20	This work
Si II	1190.4158	2.502×10^{-1}	5.888×10^8	Sirius B	20,000	50	This work
Si II	1193.2897	4.991×10^{-1}	2.338×10^9	Sirius B	20,000	45	This work
Si II	1304.3702	1.473×10^{-1}	5.776×10^8	Sirius A	85,000	10	This work
				Sirius B	20,000	45	This work
				Sirius B	85,000	15	This work
Fe II	2344.2141	1.097×10^{-1}	1.664×10^8	Sirius A	85,000	200	Lallement et al. (1994)
Fe II	2600.1729	2.239×10^{-1}	2.209×10^8	Sirius A	85,000	300	Lallement et al. (1994)
Mg II	2796.3521	6.123×10^{-1}	2.612×10^8	Sirius A	85,000	150	Lallement et al. (1994)
Mg II	2803.5310	3.054×10^{-1}	2.592×10^8	Sirius A	85,000	200	Lallement et al. (1994)
D I	1215.3394	4.165×10^{-1}	6.270×10^8	Sirius A	20,000	20	This work
				Sirius A	15,000	20	Lallement et al. (1994)
				Sirius B	20,000	10	This work
				Sirius B	85,000	5	This work
H I	1215.6701	4.164×10^{-1}	6.265×10^8	Sirius A	20,000	20	This work
				Sirius A	15,000	20	Lallement et al. (1994)
				Sirius B	20,000	10	This work
				Sirius B	85,000	5	This work

The previous study of the line of sight toward Sirius A (Lallement et al. 1994) clearly showed two distinct interstellar clouds with a projected velocity shift equal to $5.7 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$. The red component was identified as the Local Interstellar Cloud (LIC), detected in many directions with projected velocities corresponding to the coherent motion of a cloud in which the solar system is embedded (Lallement & Bertin 1992). To improve the precision of our study, we decided to fit the 10 lines of our new observation together with the Fe II 2344 Å, Fe II 2600 Å, Mg II 2796 Å and Mg II 2803 Å lines from Lallement et al. (1994), which present very high S/N (see Table 2).

3.1. Velocity shifts correction

Our fitting program is suitable for a simultaneous study of several lines with the restriction that their wavelengths are precisely

determined. If there exist significant velocity shifts between different lines caused for instance, by instrumental effects, the program then becomes unable to find the right solution coherent with all the fitted lines. Therefore, on a first iteration, we have corrected for any possible instrumental velocity shifts.

In order to estimate the values of these instrumental shifts, we decided to begin our study by fitting one by one all the lines, assuming that there were two components, the blue one (BC) and the red one (LIC), with the following constraints:

- $\Delta v_{\text{LIC-BC}} = 5.7 \text{ km s}^{-1}$,
- $1.5 \text{ km s}^{-1} \leq \sigma_{\text{BC}} \leq 3.5 \text{ km s}^{-1}$,
- $100 \text{ K} \leq T_{\text{BC}} \leq 10000 \text{ K}$,
- $0.1 \text{ km s}^{-1} \leq \sigma_{\text{LIC}} \leq 2.5 \text{ km s}^{-1}$,
- $T_{\text{LIC}} = 7000 \text{ K}$.

These values were the result of the Lallement et al. (1994) paper. The strong constraints were the projected velocity shift

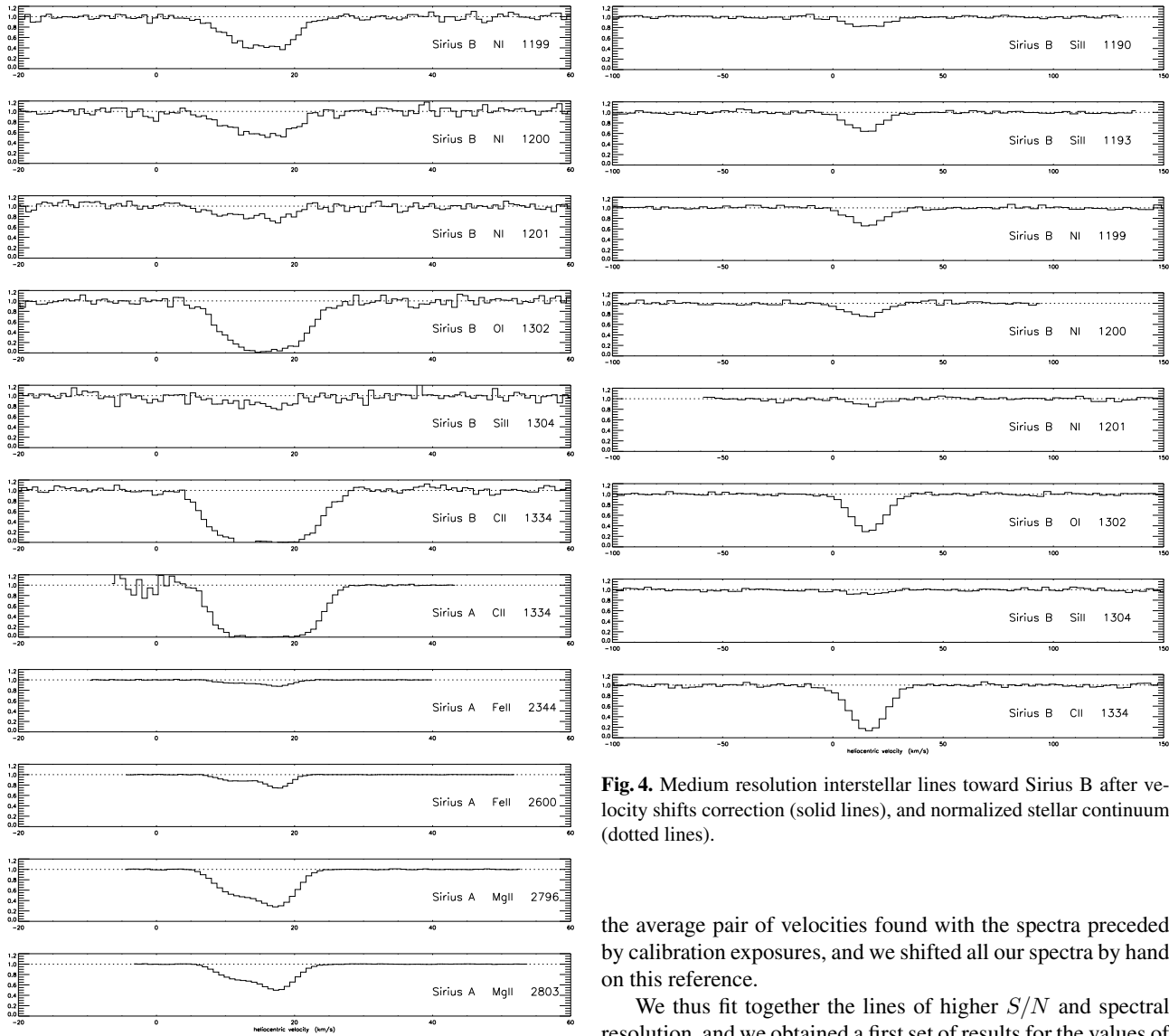


Fig. 3. High resolution interstellar lines toward Sirius A and Sirius B after velocity shifts correction (solid lines), and normalized stellar continuum (dotted lines).

$\Delta v_{\text{LIC-BC}} = 5.7 \text{ km s}^{-1}$ exactly, which is the Lallement et al. (1994) result without the reported errors, and $T_{\text{LIC}} = 7000 \text{ K}$, which is the standard value assumed for the LIC [see for example Linsky et al. (1995)].

Each fit gives a pair of velocities, one for the BC and one for the LIC, separated by 5.7 km s^{-1} .

We did not find the same pairs of velocities for all the lines, and we interpreted these shifts as signs of instrumental errors in the absolute wavelength calibration. Indeed, the shift between the C II and O I lines, for which the spectra was preceded by a platinum lamp calibration exposure, was on the order of 1 km s^{-1} , rather than for the lines not preceded by calibration exposures which presented greater shifts. We took as reference

Fig. 4. Medium resolution interstellar lines toward Sirius B after velocity shifts correction (solid lines), and normalized stellar continuum (dotted lines).

the average pair of velocities found with the spectra preceded by calibration exposures, and we shifted all our spectra by hand on this reference.

We thus fit together the lines of higher S/N and spectral resolution, and we obtained a first set of results for the values of v , T , σ and N_e for the two components. Fitting one by one the lower S/N or lower spectral resolution data with the constraints from these first results, we improved the velocity shift correction in the same spirit as above.

After this iterative process, there remained no instrumental velocity shift greater than $\pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$ in our data, as it can be seen in Fig. 3 (high resolution data) and in Fig. 4 (medium resolution data). All the detected interstellar lines were thus well calibrated in wavelength, and ready to be fitted all together to constraint the sightline.

3.2. Interstellar structure of the line of sight

We fitted together 19 high and medium spectral resolutions interstellar lines but this time without the hypotheses of Sect. 3.1 on the radial velocity shift between the two clouds or on the widths of the lines. Assuming only that there are two components on the sightline, we let all the other parameters vary. We

Table 3. Results of the final fit of the 19 interstellar metal lines together (see plots in Fig. 5).

Component	BC	LIC
Temperature [K]	3000^{+2000}_{-1000}	8000^{+500}_{-1000}
Turb. velocity [km s ⁻¹]	2.7 ± 0.3	0.5 ± 0.3
Radial velocity [km s ⁻¹]	11.7 ± 1.5	17.6 ± 1.5
	$\Delta v_{\text{LIC-BC}} = 5.9 \pm 0.3$	
$N(\text{N I})$ [cm ⁻²]	$9.2^{+2.0}_{-1.0} \times 10^{12}$	$1.3^{+0.1}_{-0.2} \times 10^{13}$
$N(\text{O I})$ [cm ⁻²]	$5.0^{+1.5}_{-1.0} \times 10^{13}$	$3.4^{+1.5}_{-1.0} \times 10^{14}$
$N(\text{Si II})$ [cm ⁻²]	$2.7^{+1.0}_{-0.5} \times 10^{12}$	$3.0^{+1.0}_{-0.5} \times 10^{12}$
$N(\text{C II})$ [cm ⁻²]	$6.0^{+2.5}_{-1.5} \times 10^{13}$	$4.2^{+3.0}_{-2.0} \times 10^{14}$
$N(\text{Fe II})$ [cm ⁻²]	$5.5^{+0.4}_{-0.4} \times 10^{11}$	$8.7^{+0.3}_{-0.3} \times 10^{11}$
$N(\text{Mg II})$ [cm ⁻²]	$1.0^{+0.1}_{-0.1} \times 10^{12}$	$1.7^{+0.1}_{-0.1} \times 10^{12}$

did not include in this fit the high spectral resolution interstellar lines N I, O I and Si II toward Sirius A due to their low S/N .

The values found from this global fit are reported in Table 3 and the fit plots in Fig. 5. The reduced χ^2 from this fit is 1.12 for 749 degrees of freedom. The error bars given in Table 3 are statistical $\pm 2\sigma$ errors according to the $\Delta\chi^2$ method. We checked them on the one hand by trial and error, and on the other hand by performing fits to all species but one, each species being excluded in turn, and comparing the obtained results.

Adopting the same method/procedure, but using a fitting program developed by D. Welty (Welty et al. 1991), we get very good agreement in the column densities, temperatures and velocity separation of BC and LIC.

The quality of the fit allows to affirm that there is no signature of an extra component on this line of sight. Thus we assume in the following that there are only two interstellar clouds toward Sirius.

Our results are in agreement with those of Lallement et al. (1994), which provided for temperatures and turbulent velocities $T_{\text{LIC}} = 7600 \pm 3000$ K and $\sigma_{\text{LIC}} = 1.4^{+0.6}_{-1.4}$ km s⁻¹, and $T_{\text{BC}} = 1000^{+6000}_{-1000}$ K and $\sigma_{\text{BC}} = 2.9^{+0.1}_{-0.5}$ km s⁻¹. These two components were already also detected toward ϵ CMa which is located at 12° from Sirius (Gry et al. 1995), “component 2” in that study being the same as the one named here “BC”. The values by Gry et al. (1995) toward ϵ CMa are $T_{\text{LIC}} = 7200 \pm 2000$ K and $\sigma_{\text{LIC}} = 2.0 \pm 0.3$ km s⁻¹, and $T_{\text{BC}} = 3600 \pm 1500$ K and $\sigma_{\text{BC}} = 1.85 \pm 0.3$ km s⁻¹. The agreement is good for the temperatures, but less good for the turbulent velocities. Recent observations of the LIC given toward Capella $T_{\text{LIC}} = 7000 \pm 500 \pm 400$ K and $\sigma_{\text{LIC}} = 1.6 \pm 0.4 \pm 0.2$ km s⁻¹ (Linsky et al. 1995), toward Procyon $T_{\text{LIC}} = 6900 \pm 80 \pm 300$ K and $\sigma_{\text{LIC}} = 1.21 \pm 0.27$ km s⁻¹ (Linsky et al. 1995), and toward the white dwarf G191-B2B $T_{\text{LIC}} = 4000^{+2000}_{-1500}$ K and $\sigma_{\text{LIC}} = 2.0^{+0.5}_{-1.0}$ km s⁻¹ (Vidal-Madjar et al. 1998). Here, again the agreement with our values is good for temperature, but less good for turbulent velocity. That might suggest a different turbulent structure toward Sirius.

4. Analysis of the Lyman α lines toward Sirius A and Sirius B

The problem of possible instrumental radial velocity shifts is the same for the Lyman α spectra here as with the metal lines above. Being in the same spectrum as the triplet N I, we corrected the Sirius B G140M Lyman α line by the shift found for that triplet. It was less obvious for the Sirius A G140M Lyman α line because the interstellar N I lines were not detected on this spectra due to the too low spectral resolution and S/N . But in spite of low S/N , the interstellar N I triplet was detected in the Sirius A Echelle-A spectra, on the red wings of the stellar N I lines. Thus it was possible to align the interstellar N I high resolution lines in the sightline of Sirius A with the equivalent high resolution lines in the sightline of Sirius B, for which instrumental velocity shifts were already corrected (see above). With N I triplet and Lyman α being on the same G140M spectrum, alignment of the Sirius A G140M N I triplet spectral zone with the Sirius A Echelle-A N I triplet spectral zone further permitted alignment of the Sirius A G140M Lyman α line.

However, a check on the deuterium absorption lines in the blue wings of both Lyman α lines indicates a velocity shift between the two spectra. It is probably due to the large wavelength coverage in G140M spectra between the N I and Lyman α lines and to the low S/N on the high resolution Sirius A N I spectrum, implying a coarse determination of interstellar component velocities. Here, using again the same strategy to correct velocity shifts, we fit one by one the two deuterium lines, assuming the results obtained above for the structure of the sightline. We found a shift 1.5 km s⁻¹ between the two N I lines, a shift which was corrected by hand.

After all shift corrections, we estimate that the possible instrumental velocity shift between the Sirius A and Sirius B G140M Lyman α lines was lower than ± 5 km s⁻¹. The two corrected spectra in this range from Sirius A and Sirius B are plotted on the Fig. 6. Interstellar absorption lines are detected at the bottom of the photospheric Lyman α of both stars.

As one can see on the magnification of these two lines (see Fig. 7), however the profiles of the interstellar Lyman α lines are not the same toward Sirius A and Sirius B. The deuterium feature is detected on the blue wing toward both stars, but it is more contrasted on the Sirius B spectrum. The interstellar Lyman α line toward Sirius A seems to be more extended in the blue wing by at least 10 km s⁻¹. In the same way, the red wing of the Sirius B interstellar Lyman α is more extended by at least 50 km s⁻¹ compared to the one toward Sirius A.

The differences between the two Lyman α interstellar absorption profiles are not caused by a simple instrumental wavelength shift. Indeed, the sizes of the extend differences are greater than the precision on the relative velocity (± 5 km s⁻¹), which is confirmed by the relatively good superposition of the two deuterium lines on the blue wings of Lyman α . Moreover, beyond the extent difference, the shape difference of the two profiles allows us to affirm that it is not a simple shift.

Comparing the high spectral resolution spectra of the C II 1334 Å and O I 1302 Å interstellar absorption lines, we did not

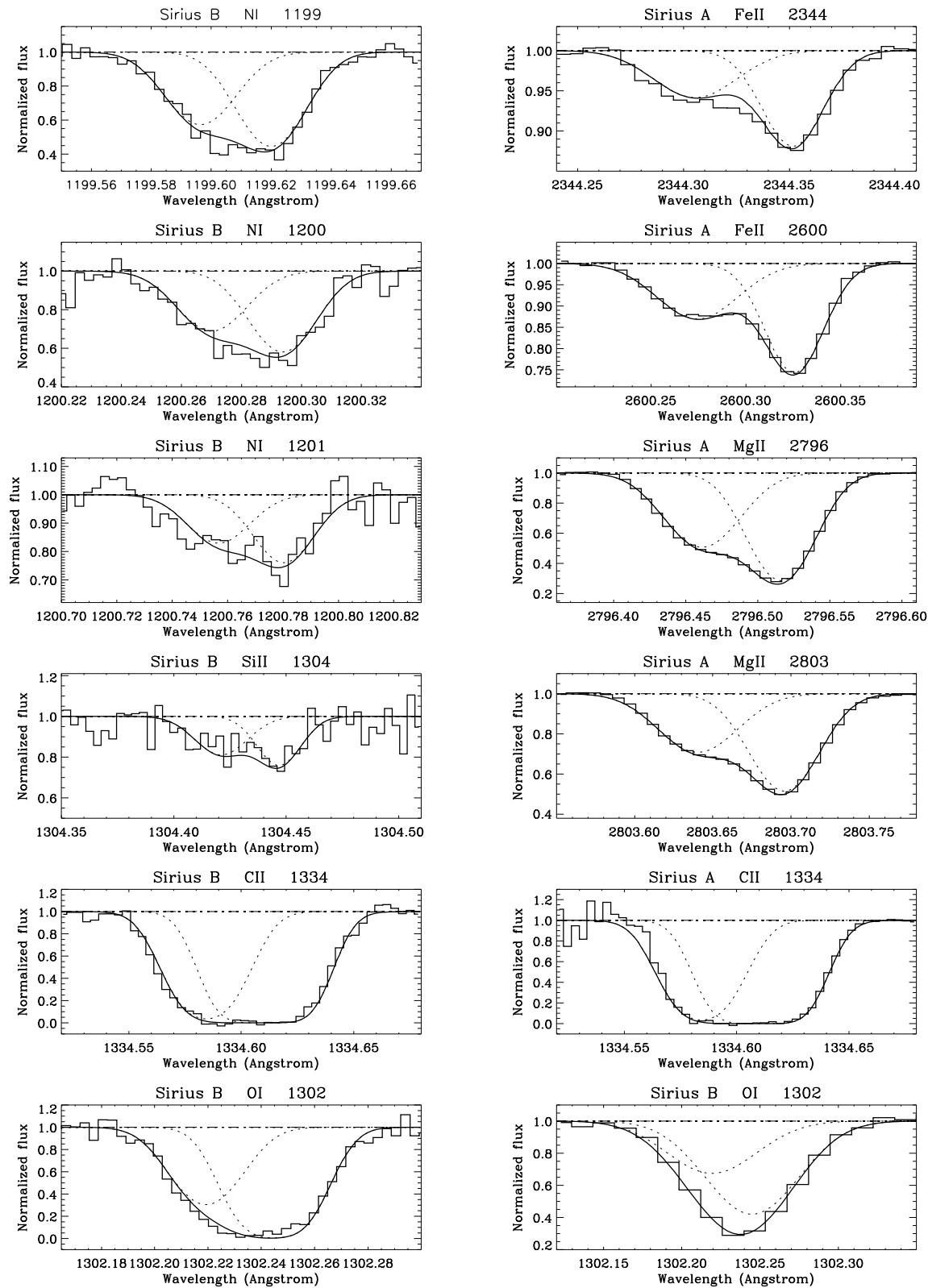


Fig. 5. The final fit for the metal lines toward Sirius B and Sirius A (see values found in Table 3). All the high spectral resolution lines are plotted, together with one medium spectral resolution line (Sirius B O I, bottom right).

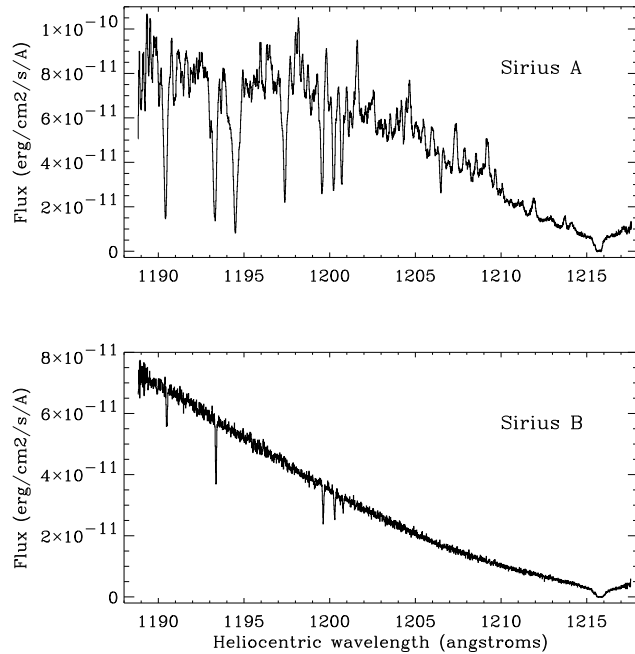


Fig. 6. G140M spectra of the Lyman α region of Sirius A (top) and Sirius B (bottom). Emission lines in the blue wing of the Sirius A Lyman α profile was studied by van Noort et al. (1998). Superimposed on the photospheric Lyman α absorption lines of the both stars are the lines Si II (1190 Å and 1193 Å) and N I (triplet at 1200 Å). Whereas the origin of these five lines is interstellar toward Sirius B, they are photospheric toward Sirius A, the interstellar components being not resolved. Only the interstellar Lyman α line is resolved both toward Sirius A and Sirius B on these spectra, at the bottom of the photospheric Lyman α lines, near 1216 Å on both plots.

detect such profile difference between Sirius A and Sirius B as in the case for the 1200 Å N I triplet lines. The N I triplet observations toward Sirius A, however, have a low S/N .

We thus observed an absorption excess in the blue wing of the Lyman α interstellar line toward Sirius A, and an absorption excess in the red wing of the Lyman α interstellar line toward Sirius B. These two excesses are only detected in the Lyman α line.

The two stars being separated by less than 4 arcsec on the sky at the time of our observations, which corresponds to ~ 10 AU at the Sirius distance of 2.6 pc, the processes which cause these excesses are likely due to the stars themselves, or to circumstellar material very close to the stars. Processes having origins in interstellar or interplanetary media, or even in Earth environment, are very unlikely in order to explain differences on such small scales.

We interpret these signatures in the Lyman α profiles as stellar wind from Sirius A and of the core of the Sirius B Lyman α photospheric absorption line respectively, both superimposed on the classic interstellar feature. In Sect. 4.1 and Sect. 4.2 we discuss further these interpretations.

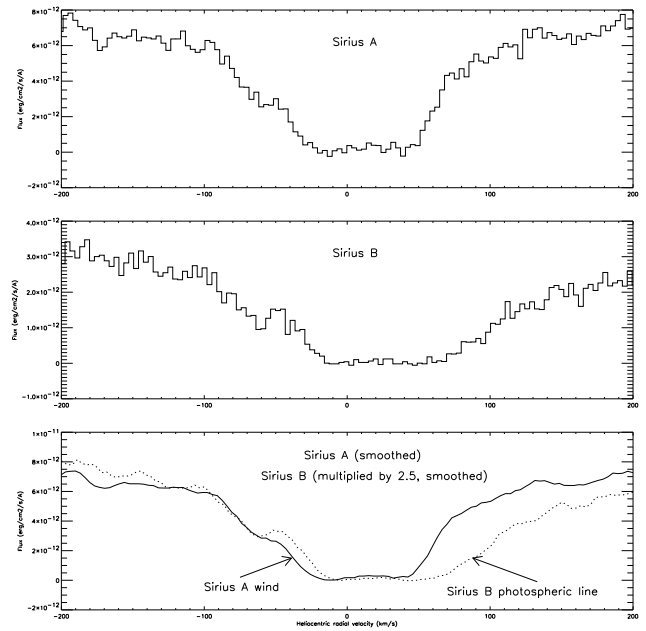


Fig. 7. Comparison of the Lyman α interstellar absorption lines toward Sirius A and Sirius B. *Top plot:* Sirius A Lyman α line with G140M. Deuterium absorption is visible on the blue wing of the Lyman α line, near -60 km s $^{-1}$. *Middle plot:* Sirius B Lyman α line with G140M. Compared to the Sirius A one, the deuterium absorption is more contrasted, and the red wing of the Lyman α line is more extended. *Bottom plot:* Sirius A (solid line) and Sirius B (dotted line) smoothed spectra (overplot of the both above spectra). The flux of the Sirius B spectra is here multiplied by 2.5 to overlap the Sirius A one. Instrumental velocity shift between these two spectra are smaller than ± 5 km s $^{-1}$. That is confirmed by the good superposition of the two deuterium lines on this plot. The absorption excess in the blue wing of the Sirius A Lyman α line is interpreted as signature of stellar wind from Sirius A, and the absorption excess in the red wing of the Sirius B Lyman α line as signature of the white dwarf photospheric absorption Lyman α line.

4.1. The Sirius B photospheric Lyman α line

Photospheric lines from Sirius B must be centered near 70 km s $^{-1}$ (heliocentric). Indeed, the gravitational redshift, measured by Greenstein et al. (1971) at 89 ± 16 km s $^{-1}$ (note that the value obtained theoretically using the mass and radius is about 81 km s $^{-1}$), have to be corrected by the proper and orbital velocities of the white dwarf, which was about -20 km s $^{-1}$ for the sum of both motions at the epoch of observation [orbital data of Sirius B by Couteau & Morel can be found in Benest & Duvent (1995)]. As seen in Fig. 7, the velocity position of the red absorption excess of the Sirius B Lyman α line is of this order of magnitude and may explain the excess by the Doppler core of the Lyman α photospheric absorption from Sirius B. This explanation requires fewer assumptions than any other, like infall on the white dwarf, for example.

We fit the Sirius B Lyman α photospheric profile by LTE and NLTE models calculated by the team of D. Koester using the very accurate parameters that Holberg et al. (1998) have derived for Sirius B: effective temperature $T_{\text{eff}} = 24790$ K and

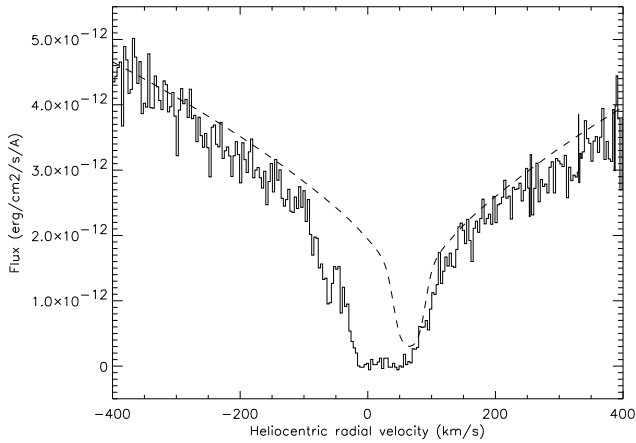


Fig. 8. Lyman α photospheric continuum for Sirius B. The model (dashed line) is shifted by 65 km s^{-1} to fit the data (solid line).

surface gravity $\log g = 8.57$. As seen in Fig. 7, the core of the Lyman α Sirius B photospheric line falls very near the zero flux level, perhaps even reaches it. We thus choose the model which presents the deepest core, *i.e.* the NLTE model. The best velocity shift found to fit the data is $v = 65 \text{ km s}^{-1}$, with an estimated uncertainty of $\pm 15 \text{ km s}^{-1}$. The plot of the fit is shown on Fig. 8.

The observed Sirius B Lyman α spectrum normalized by this model must thus show only the interstellar absorption due to both BC and LIC clouds identified in Sect. 3.2. With the stellar continuum shape being uncertain, and the velocity shift (65 km s^{-1} , see Fig. 8) not determined better than $\pm 15 \text{ km s}^{-1}$, the red wing of this normalized interstellar line is very uncertain. However it is superimposed rather well on the red wing of the Sirius A Lyman α line, as expected if our interpretation is right.

The Sirius B Lyman α blue wing on the other hand is well known, since the stellar continuum is relatively flat on this part. This is the blue wing we will use below for the “pure interstellar” spectrum (Sect. 4.3).

4.2. Confirmation of the stellar wind from Sirius A

Bertin et al. (1995b) have reported earlier the feature in the blue wing of the interstellar Lyman α line toward Sirius A, and interpreted it as due to stellar wind. Our confirmation of this observation toward Sirius A and the fact that we do not observe this feature toward Sirius B is in agreement with this interpretation.

The comparison of the blue wings of the Lyman α lines of Sirius A and Sirius B could allow to estimate the shape of the absorption due to the wind, at least its blue part, its red part being lost in the saturated core of the two Lyman α lines. The wind absorption ranges at least from -10 to -60 km s^{-1} , in the range where Bertin et al. (1995b) detected it.

The wind absorption velocity distribution may be guessed assuming the velocity is in the rest frame of Sirius A at its surface and increases its blue shift outwards until it reaches a

velocity limit. However, the abundance of neutral relative to ionized hydrogen probably changes with distance from the star.

Thus fits of the Sirius A wind absorption using a simple Voigt profile with a given velocity is too naive and could not give credible results. The study of the blue absorption feature is beyond the scope of the present work and will be the subject of a forthcoming paper.

4.3. The interstellar D/H ratio in the line of sight of Sirius

If both absorption excesses actually have a stellar origin, the interstellar part of the Lyman α line toward Sirius is at most the overlap between these two lines. Since each of the suspected processes that affect one wing of the Lyman α line cannot affect the other wing, we assumed that the interstellar contribution to the Lyman α line on this line of sight, generated by the interstellar clouds BC and LIC found in Sect. 3.2, is the overlap between these two lines (see below).

The Sirius A Lyman α spectral region was normalized to unity by using a second degree polynomial stellar continuum [degree and parameters of that polynomial were found using the procedure described in Lemoine et al. (1995)]. Using that Sirius A Lyman α normalized spectrum and the Sirius B Lyman α spectrum normalized by the photospheric model (see Sect. 4.1 and Fig. 8), we constructed a composit spectrum from the overlap of the two normalized spectra, *i.e.* with the blue wing of the Sirius B Lyman α line and the red wing of the Sirius A one. If our interpretations of the two excesses are correct, and if there are no other components in the interstellar Lyman α line than the two identified in the metal lines in Sect. 3.2, this “pure interstellar” spectrum presents absorption caused only by H I and D I from the BC and LIC and is free of any other processes.

We fit the “pure interstellar” spectrum in order to determine the H I and D I column densities in BC and LIC, and thus the D/H ratio in the two interstellar clouds. In these fits, we fixed the values for the radial velocity shift, the temperatures and the turbulent velocities of both interstellar clouds found using the 19 metal lines fit as described in Sect. 3.2 (see Table 3).

The first fit gave a $(\text{D/H})_{\text{LIC}}$ ratio in agreement with the Linsky et al. (1995) value of $(\text{D/H})_{\text{LIC}} = 1.60 \pm 0.09^{+0.05}_{-0.10} \times 10^{-5}$, obtained toward Capella and Procyon, but a surprising $(\text{D/H})_{\text{BC}}$ ratio about one order of magnitude lower, caused by a very low deuterium column density in the BC. We thus adopted in a first attempt the conservative method of adding an extra constraint by fixing the standard value $(\text{D/H})_{\text{LIC}} = 1.6 \times 10^{-5}$ in our Lyman α fits, and to let $(\text{D/H})_{\text{BC}}$ free in order to study this ratio. We found then $(\text{D/H})_{\text{BC}} < 0.5 \times 10^{-5}$.

The critical point which caused this very low D/H ratio is the D I column density in the BC, which should not easily exceed $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ in the frame of our assumptions and as indicated by the χ^2 . A D/H ratio of order 1.6×10^{-5} in BC thus requires a very low H I column density in BC, implying a ratio $N_{\text{LIC}}(\text{H I})/N_{\text{BC}}(\text{H I}) \geq 10$. This comes in contrast to a ratio $N_{\text{LIC}}(\text{N I})/N_{\text{BC}}(\text{N I}) \simeq 1.4$, N I column densities being accurate because obtained from several non-saturated lines (it is not the case for O I). As N I is regarded as a rather good tracer

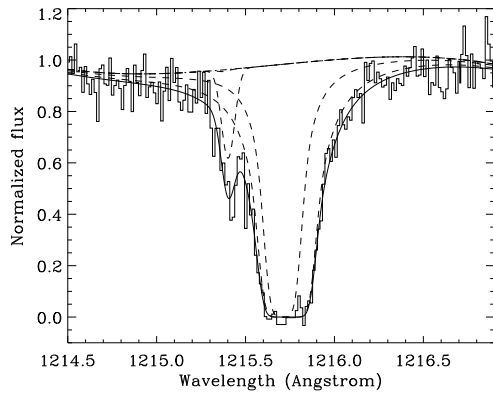


Fig. 9. Fit of the “pure interstellar” Lyman α line toward Sirius by a Voigt profile, the stellar continuum being fitted by a 3rd order polynomial. The continuum polynomial obtained is close to unity and interstellar column densities are close to those found if the stellar continuum is assumed to unity. Thus, systematic uncertainty in the stellar continuum does not seem to imply a serious uncertainty on our result. The spectrum fitted in Fig. 11 and Fig. 12 is normalized by this 3rd order polynomial.

of H I (Ferlet 1981), a ratio $N_{\text{LIC}}(\text{H I})/N_{\text{BC}}(\text{H I})$ between 0.5 and 4 seems more realistic.

In order to obtain the most accurate results, we investigated and estimated the effects of possible systematic errors in our fits, possibly related to the set of assumptions made.

The first cause of systematic uncertainty is the shape of the Lyman α continuum. Indeed, as discussed in Sect. 4.1, the normalization of the Sirius B Lyman α line, whose center lies in the blue wing of the “pure interstellar” Lyman α line, depends on both the choice of the stellar model and the velocity shift of the photospheric line, which is not known to better than $\pm 15 \text{ km s}^{-1}$. Whereas the “pure interstellar” spectrum was previously fitted without allowing the continuum level to vary during the fitting routine (the continuum was fixed at unity), we then added more freedom by having a 3rd order polynomial in order to fit the stellar continuum, this polynomial being fitted simultaneously with the Voigt functions (see Fig. 9). Because the new corrected continuum is close to unity and H I and D I column densities are similar to the ones found previously, this eliminates hidden systematics in the continuum as a serious compromise in our fit. In addition one should note that the inaccuracy of the fit related to the Sirius B photospheric Lyman α line does not affect significantly the blue wing of the “pure interstellar” line, as already mentioned in Sect. 4.1. Although this correction was tiny, we normalized the “pure interstellar” spectra by this 3rd order polynomial to erase as well as possible the systematics related to the profile, which may mimic interstellar damping wings.

A second cause of systematic uncertainty is the instrumental velocity shift between the Sirius A and Sirius B G140M Lyman α lines, which can be $\pm 5 \text{ km s}^{-1}$, as seen above. The shape of the “pure interstellar” Lyman α line is compromised by this uncertainty. In order to quantify this effect we constructed two other “pure interstellar” spectra, one in which both wings

of the Lyman α were 5 km s^{-1} nearer in comparison with the nominal spectra, and one in which they were 5 km s^{-1} more distant. The fits of these two spectra did not provide very different results, and again produced a low $(\text{D/H})_{\text{BC}}$ ratio.

We also estimated the influence of the zero flux level on the result. By studying χ^2 variations as a function of different zero flux levels, we found that the zero level of this saturated line is known to $\pm 3\%$ of the continuum flux level, in agreement with our previous estimation (see Sect. 2.2). Fitting lines with zero levels 3% higher or 3% lower gave again very similar result, with low $(\text{D/H})_{\text{BC}}$ ratio.

The last systematic which we studied is the effect of the uncertainty on the structure of the sightline. Indeed, we fix in the fitting of the Lyman α line the values: $T_{\text{BC}} = 3000 \text{ K}$, $T_{\text{LIC}} = 8000 \text{ K}$, $\sigma_{\text{BC}} = 2.7 \text{ km s}^{-1}$, $\sigma_{\text{LIC}} = 0.5 \text{ km s}^{-1}$, and $\Delta v_{\text{LIC-BC}} = 5.9 \text{ km s}^{-1}$, found in Sect. 3.2 by the study of metal lines. We used the error bars on T , σ and $\Delta v_{\text{LIC-BC}}$ reported in Table 3 to perform extra fits with different constraints, *i.e.* with components more or less broad, or more or less shifted from each other. Once again, we found similar results and low $(\text{D/H})_{\text{BC}}$ ratio.

Whereas all these tests allowed us to estimate systematic error bars, we evaluated statistical errors by the $\Delta\chi^2$ method, fixing the $(\text{D/H})_{\text{BC}}$ to a value, and looking for the best χ^2 for this given value, and iterating. The evolution of $\Delta\chi^2$ as a function of $(\text{D/H})_{\text{BC}}$ is reported on Fig. 10. Following the same criterion as Vidal-Madjar et al. (1998), we obtain $\Delta\chi^2=10$ for $(\text{D/H})_{\text{BC}} = 1.6 \times 10^{-5}$. This statistical error is rather large, due to the relatively low S/N and spectral resolution. Possible systematic effects discussed above are thus negligible in comparison with this statistical uncertainty. However, we were able to apply this $\Delta\chi^2$ method only to the “pure interstellar” spectrum, even though the blue wing of the Sirius A Lyman α contains some information, and in particular also prohibits too high $(\text{D/H})_{\text{BC}}$ values.

We note that comparing many lines of sight through the LIC, Linsky (1998) recently estimates a mean value of $(\text{D/H})_{\text{LIC}} = 1.50 \times 10^{-5} \pm 0.10$. If we assume that value, we obtain $\Delta\chi^2=10$ for $(\text{D/H})_{\text{BC}} = 1.7 \times 10^{-5}$.

We finally completed another study by fitting the “pure interstellar” Lyman α spectrum by relaxing the constraints on $(\text{D/H})_{\text{LIC}}$, and assuming that the D/H ratio is free but the same in the two components, in order to find which unique D/H ratio is compatible with our data. While keeping a $N_{\text{LIC}}(\text{H I})/N_{\text{BC}}(\text{H I})$ close to unity as above, we found that unique ratio to be $\text{D/H} = 1.2 \times 10^{-5}$. Although we cannot exclude this result, this fit is significantly worse with a same D/H ratio in both clouds, rather than with two different ones as above. Fits with higher common D/H ratios (1.4 or 1.6×10^{-5}) degrade even more the quality of the fit (see Fig. 11) and could be rejected in term of χ^2 . These data seems thus to reject the possibility of a unique $(\text{D/H})_{\text{ISM}}$ ratio in both components although marginally.

In brief, the results which we obtained in terms of H I and D I column densities, and D/H ratios, for the BC and the LIC are summarized in Table 4. The range which we finally obtain in the

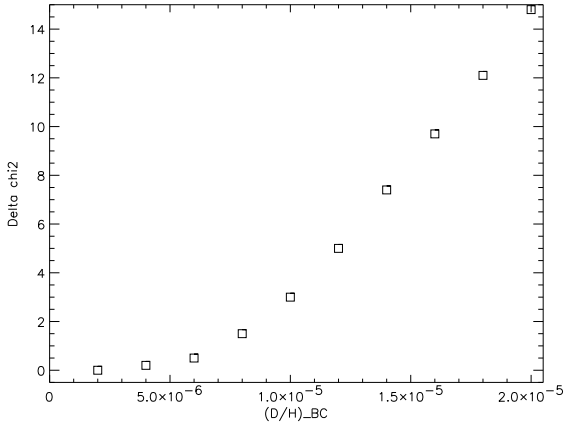


Fig. 10. $\Delta\chi^2$ as a function of $(D/H)_{BC}$ [$(D/H)_{LIC}$ being fixed at $= 1.6 \times 10^{-5}$]. The fits are made on the “pure interstellar” spectrum. The criterion $0 < \Delta\chi^2 < 10$ allow the range $0 < (D/H)_{BC} < 1.6 \times 10^{-5}$.

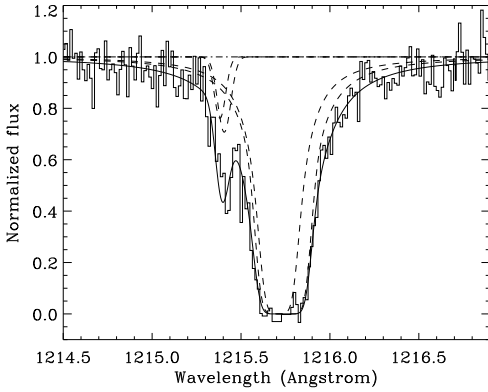


Fig. 11. Fit of the “pure interstellar” Lyman α line assuming $(D/H)_{LIC}=(D/H)_{BC}=1.6 \times 10^{-5}$. The quality of the fit in the blue wing of the line is degraded in that case in comparison with the case assuming a lower $(D/H)_{BC}$ ratio (see Fig. 12).

Table 4. H I and D I column densities in BC and LIC clouds obtained by fitting of the “pure interstellar” Lyman α line (see fit in Fig. 12).

Component	BC	LIC
$N(HI) [cm^{-2}]$	$2.5^{+1.0}_{-1.0} \times 10^{17}$	$4.0^{+1.5}_{-1.0} \times 10^{17}$
$N(DI) [cm^{-2}]$	$1.0^{+2.0}_{-1.0} \times 10^{12}$	$6.5^{+1.5}_{-1.5} \times 10^{12}$
D/H	$0.5^{+1.1}_{-0.5} \times 10^{-5}$	$1.6^{+0.4}_{-0.4} \times 10^{-5}$

Blue Component for the deuterium abundance is $0 < (D/H)_{BC} < 1.6 \times 10^{-5}$. The upper limit $(D/H)_{BC} < 1.6 \times 10^{-5}$ corresponds to a $\Delta\chi^2 = 10$ in comparison with the lowest χ^2 obtained for $(D/H)_{BC} < 0.5 \times 10^{-5}$. Thus we found that the deuterium abundance could be equal to 1.6×10^{-5} in LIC and BC, but with a low probability according to our data. Moreover our $\Delta\chi^2$ was obtained from the “pure interstellar” spectrum. Although we were unable to fit the deuterium Sirius A line because of the stellar wind feature, that line shows also that the deuterium column density could not be too high. That suggests a lower upper limit for $(D/H)_{BC}$.

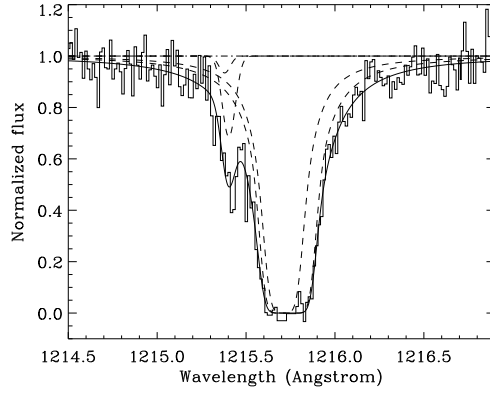


Fig. 12. Final fit of the “pure interstellar” Lyman α line toward Sirius, in which radial velocity shift Δv_{LIC-BC} , temperatures and turbulent velocities of BC and LIC are fixed from Table 3. $(D/H)_{LIC}$ is fixed at 1.6×10^{-5} , and $(D/H)_{BC}$ at 0.5×10^{-5} .

Fig. 12 shows one of the best fits of the “pure interstellar” spectrum which we obtained, with the values $(D/H)_{LIC} = 1.6 \times 10^{-5}$ and $(D/H)_{BC} = 0.5 \times 10^{-5}$.

4.4. No-confirmation of the detection of a diffuse cloud boundary

Bertin et al. (1995a) reported the detection of excess absorption in the red wing of the Sirius A Lyman α line and interpreted it as being due to a warmer very diffuse neutral region, which may originate from an evaporative interface between the hot “Local Bubble” and the warm interstellar gas. Izmodenov et al. (1999) proposed to explain that red excess in a different way, by the absorption of the neutralized, compressed solar wind from the heliosheath in the downwind direction.

We do not detect in our data the signature of that third absorber previously seen by Bertin et al (1995a) in the Sirius A Lyman α line, despite very similar Lyman α profiles. This disagreement is neither due to a difference between the two spectra, caused for example by possible errors in the different data reduction procedures used for the different data sets gathered toward Sirius A using the G160M grating (Bertin et al. 1995a) and the G140M grating (our case), nor by real changes in the stellar line profile since both our Lyman α Sirius A spectra are very similar. It is due to a different analysis of two almost identical spectra. In effect, the cause of this disagreement comes from the different D I column densities we derive for the two components thanks to the Sirius B Lyman α observation (clean over the D I line), compared to the ones evaluated by Bertin et al. (1995a) from Sirius A Lyman α alone. Indeed Bertin et al. (1995a) evaluated D I column densities from Sirius A first, and derived H I column densities using the Linsky et al. (1993) $(D/H)_{ISM}$ ratio as a unique common value. In addition to the fact that we do not find the same $(D/H)_{ISM}$ ratio for the two components, we argue that the D I column densities obtained from Sirius A Lyman α line are less reliable than those obtained from Sirius B Lyman α line because of the blue excess observed toward Sirius A. This

excess, located near the wavelength of D I, casts some doubts on the determination of the D I column density by Bertin et al. (1995a).

In effect we found a total D I column density 1.4 times larger than the one found by Bertin et al. (1995a) and, according to our composite profile, a total H I column density 1.9 times larger. This explains the differences between the two studies. Bertin et al. (1995a) also noticed that the H I total column density they found was smaller than other evaluations in short lines of sight and in particular to the one obtained by Bruhweiler & Kondo (1982) toward Sirius B from the N I column density using IUE: $N(\text{H I}) = 8.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Here we find a slightly lower total column density $N(\text{H I}) \sim 6.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Our value however agrees well with the recent result by Holberg et al. (1998) who found toward Sirius B, from Si II, O I and C II column densities: $N(\text{H I}) = 5.2_{-1.1}^{+1.4} \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$.

In addition, we note that Izmodenov et al. (1999) propose to explain the absorption excess in the blue wing of the Lyman α line toward Sirius A by hydrogen atoms formed in an *astrosphere* around Sirius, similar to the *heliosphere* around the Sun. However, our data obtained toward Sirius B show that we do not observe such a blue excess toward the Sirius A companion. The two stars being separated by ~ 10 AU at the time of our observations and the *siriosphere* having a size of about 200 AU, the *siriosphere* absorption should have been observed toward Sirius A and Sirius B with similar amounts of absorption. The fact that we observe it only toward Sirius A favours the stellar wind interpretation rather than the *siriosphere* one. The Sirius A wind proposed by Bertin et al. (1995b) is thus the more probable explanation since it was also detected in the Mg II doublet.

5. Analysis of the metal lines

In this section we discuss briefly the abundances measured in the metal lines.

5.1. C, N, O and Si abundances and depletions

Any discussion in the abundances and depletion level of C, N, O and Si is compromised by the uncertainties in the column density of H I (especially of BC) and the metal lines (especially C II).

Nonetheless, comparing the column densities of the N I, O I, Si II and C II lines of the BC and the LIC relative to their respective H I values, we determined the depletion factors as listed in Table 5.

For BC, N I, O I and Si II show a depletion factor relative to the solar one (Anders & Grevesse 1989) of ~ 2.5 whereas C II is depleted by a smaller factor of ~ 1.2 . For LIC, N I and Si II show a depletion factor of ~ 4.5 , C II is over abundant by a factor 2.5. In LIC, as opposed to BC, O I does not show a similar depletion to N I and Si II.

Instead of comparing column densities to H I we used N I, assuming N I traces H I well. We find depletions as shown in Table 5. Again C II and O I interstellar abundances appear too high in the LIC.

Table 5. Depletion factors relative to solar values (*i.e.* solar abundance divided by measured interstellar abundance). Solar abundances are from Anders & Grevesse (1989).

	BC	LIC		BC	LIC
N I/H I	2.6	4.2	—	—	—
O I/H I	2.7	0.9	O I/N I	1.1	0.2
Si II/H I	2.3	5.0	Si II/N I	1.1	1.2
C II/H I	1.2	0.4	C II/N I	0.5	0.1
Fe II/H I	19.0	13.8	Fe II/N I	3.7	3.3
Mg II/H I	6.7	9.0	Mg II/N I	2.6	2.2

Linsky et al. (1995) measured in the LIC toward Capella $10^6 \times N(\text{O I})/N(\text{H I}) \simeq 480$ from GHRS observations. Meyer et al. (1998) derived from GHRS observations the accurate average ISM gas neutral abundance $10^6 \times N(\text{O I})/N(\text{H I}) = 319 \pm 14$. Our values obtained in BC and LIC are respectively 200_{-130}^{+100} and 850_{-270}^{+360} , so the O I column density which we obtained in the LIC appears be higher than other evaluations.

About N I, Meyer et al. (1997) derived the average ISM abundance $10^6 \times N(\text{N I})/N(\text{H I}) = 75 \pm 4$, which is more accurate than the one obtained by Ferlet (1981): $10^6 \times N(\text{N I})/N(\text{H I}) = 62_{-34}^{+45}$. We obtained inside BC and LIC 37 ± 15 and 32 ± 7 respectively, which appear to be low values, although compatible with the Ferlet (1981) value. We note that already Vidal-Madjar et al. (1998) found a low N I abundance on average toward G191-B2B: $10^6 \times N(\text{N I})/N(\text{H I}) = 33 \pm 2$. This seems to confirm a rather low N I content in the local ISM relative to the average ISM value.

On the other hand, column densities of C II and O I in the LIC appear too high. These two lines being saturated and not clearly showing the two components as other metal lines, it could mean that the column densities derived for C II and O I are slightly overestimated.

5.2. Ionization of the Local Interstellar Cloud

We obtained four spectra on the spectral region of the 1334 Å C II line, toward Sirius A or Sirius B with high and medium spectral resolution. We did not significantly detect the interstellar excited-state C II* line at 1335.7 Å. Assuming the above results for the width of the LIC lines, the criterion on the limiting detectable equivalent width at 3σ [$W_{lim} \equiv \frac{3\Delta\lambda}{S/N}$, see Hébrard et al. (1997)] gives the lower value $W_{lim} \simeq 1.5 \text{ mÅ}$ on Sirius B spectra (see Fig. 13) and the upper limit of $N_{LIC}(\text{C II}^*) \leq 8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ [assuming $f_{C II^*} = 0.1149$ (Morton 1991)]. We thus obtained:

$$\left[\frac{N(\text{C II}^*)}{N(\text{C II})} \right]_{LIC} \leq 3 \times 10^{-3}.$$

Wood & Linsky (1997) used this ratio to derive the electron density from the equation of the equilibrium between collisional excitation to excited-state C II* and radiative de-excitation to ground-state C II:

$$N(\text{C II}^*) \times A_{21} = N(\text{C II}) \times n_e C_{12}(T).$$

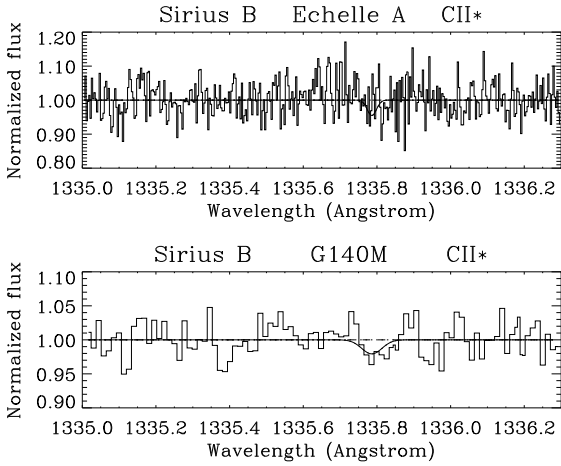


Fig. 13. High (top) and medium (bottom) resolution normalized spectra of the C II* line at 1335.7 Å toward Sirius B. The thick solid line corresponds to the limiting 1.5 mÅ detectable equivalent width at 3 σ . The interstellar line is not significantly detected.

These authors derive the value $n_e = 0.11^{+0.12}_{-0.06} \text{ cm}^{-3}$ for the LIC toward Capella. Using the same method toward the white dwarf REJ 1032-532, Holberg et al. (1999) derive the same value for the LIC: $n_e = 0.11^{+0.07}_{-0.06} \text{ cm}^{-3}$. Our non-detection of C II* in the LIC toward Sirius gives the limit $n_e \leq 0.05 \text{ cm}^{-3}$, following Wood & Linsky (1997) and references therein in order to find the value for the radiative de-excitation rate coefficient A_{21} and determine the value of the collision rate coefficient $C_{12}(T)$ for $T=8000 \text{ K}$. Wood & Linsky (1997) used the value $T=7000 \text{ K}$, which is the temperature usually found for the LIC. Using $T=7000 \text{ K}$ in our calculation leads to a very slightly and non-significantly lower value for n_e compared to the one obtained using $T=8000 \text{ K}$.

This low value of n_e indicates a rather low ionization, which could be argued for also by the non-detection of the Si III interstellar line at 1206.5 Å. The Sirius A Si III photospheric line appears near 0 km s^{-1} but no interstellar Si III line is significantly detected on any of our four spectra in that spectral region, toward Sirius A or Sirius B with high and medium spectral resolution. The lower limiting detectable equivalent width at 3 σ found, obtained on Sirius B spectra (see Fig. 14), is $W_{lim} \simeq 3 \text{ mÅ}$, from which we derive the upper limit $N_{LIC}(\text{Si III}) \leq 1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ [assuming $f_{\text{Si III}} = 1.669$ (Morton 1991)]. We thus obtained:

$$\left[\frac{N(\text{Si III})}{N(\text{Si II})} \right]_{LIC} \leq 6 \times 10^{-2}.$$

This non-detection of the line Si III at 1206.5 Å is surprising because this line was detected in the LIC by Gry et al. (1995) toward $\epsilon \text{ CMa}$ which is located only 12° away from Sirius. They derived the column density $N_{LIC}(\text{Si III}) = 2.0 \pm 0.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ which is a value more than 10 times larger than our upper limit! If the line detected by Gry et al. (1995) is actually caused by the LIC and not by another more distant cloud whose radial velocity is by coincidence confused with the LIC one, this may mean that the ionization in the LIC varies over very short

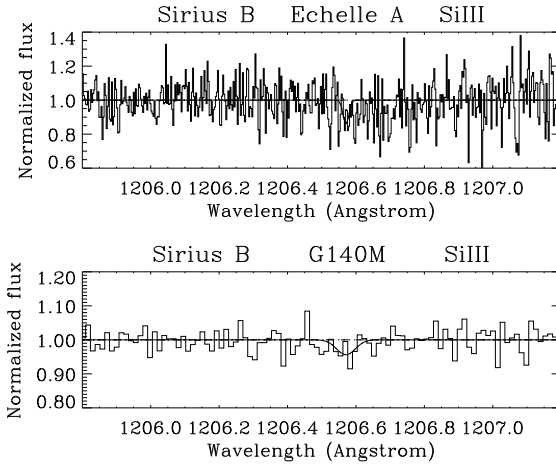


Fig. 14. High (top) and medium (bottom) resolution normalized spectra of the Si III line at 1206.5 Å toward Sirius B. The thick solid line corresponds to the limiting 3 mÅ detectable equivalent width at 3 σ . The interstellar line is not significantly detected.

distances. This non-detection may confirm the non-detection of Si III in the LIC already reported toward G191-B2B by Vidal-Madjar et al. (1998). Moreover, Holberg et al. (1999) claimed that it is quite doubtful that the Si III ISM absorption line that they detected toward REJ 1032-532 is produced in the LIC. Thus it seems to favour the idea that another cloud in the long line of sight toward $\epsilon \text{ CMa}$ is by coincidence at a radial velocity similar to the LIC one. Note that Gry et al. (1995) do not detect Si III in their “component 2”, in agreement with our non-detection of that ion in “BC” toward Sirius, which is identified as the same component.

In addition, Dupin & Gry (1998) detected a saturated Si III line at 1206.5 Å in their component “D” toward $\beta \text{ CMa}$, which is located at less than 6° from Sirius. They derived the column density $N(\text{Si III}) = (1.5-10) \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Since the velocity of that component does not correspond to the LIC, this huge Si III column density could be interpreted as a sign that the component “D”, detected by Dupin & Gry (1998) toward $\beta \text{ CMa}$, is probably located beyond Sirius and may explain some Si III absorption in the $\epsilon \text{ CMa}$ line of sight, for instance at the LIC velocity.

6. Discussion

Our D/H evaluation is made assuming the three following main hypotheses:

- The structure of the interstellar medium is the same toward Sirius A and Sirius B. Thus we detect the same interstellar clouds with the same physical properties toward these two targets.
- The H I and D I interstellar structure at Lyman α is the one determined through the O I, N I, Si II, C II, Fe II and Mg II lines. Then the physical properties (temperature, turbulence, velocity) at Lyman α are the same as in the metal lines, and

there is no extra H I or D I interstellar component in addition to the BC and the LIC.

- The processes which are responsible for the extra absorption in the blue wing of the Lyman α line toward Sirius A and in the red wing of the Lyman α line toward Sirius B are from stellar origin and do not perturb the BC and LIC absorptions. In addition, each process on each Lyman α wing does not reach the other wing. Thus, the composite Lyman α line formed by the red wing of the Sirius A and the blue wing of the Sirius B is a “pure interstellar” Lyman α line, and presents absorptions caused only by the BC and LIC.

The first assumption is justified by the small distance between the two stars (~ 10 AU). The second assumption is less strongly justified and one can imagine a low column density H I component without detectable metal line, but with a still significant absorption at Lyman α . The most we can argue is that it is possible to fit the “pure interstellar” Lyman α line only with the BC and the LIC as found with the metal lines and that no extra component is required by the data. We did not find any width or velocity structure unexplained by our simple interstellar model (*i.e.* only two components), as Linsky & Wood (1996) did *e.g.* on the sightline of α Cen. This led them to the detection of an extra H I component they called the “hydrogen wall”. We are however unable to formally exclude the presence of additional low H I column density clouds. The third assumption is justified again by the proximity between the two targets whereas their Lyman α absorptions are very different. This favours processes linked to the stars as causes of the extra Lyman α absorptions. Finally these suspected processes, the wind from Sirius A and the Sirius B photospheric line shape, are unable to disturb the other wing of the Lyman α line.

The reliability of our result is linked to the robustness of these hypotheses and to the possible inaccuracy in the metal column densities, as described in the Sect. 5.1. We can note however that the C II and O I column densities, suspected to be too high, do not seriously constrain the Lyman α fit. Indeed, the radial velocity shift of 5.9 km s^{-1} between BC and LIC applied to the Lyman α line is essentially constrained by the Fe II, Mg II and N I lines which only show clearly the BC and LIC components. Moreover, we used N I and not O I as tracer of H I, in order to argue that the H I column density ratio between LIC and BC should be probably ranging between 0.5 and 4. We thus concluded that possible inaccuracies in the C II and O I column densities do not affect our $(D/H)_{ISM}$ evaluation.

Although the value of $(D/H)_{BC}$ could be between 0 and 1.6×10^{-5} , the best result is obtained with a low value. We found thus a $(D/H)_{ISM}$ abundance which seems to be low in one of the two components (BC) toward Sirius without being able to find an artifact able to explain that result. O and N are not overabundant in this component. It is thus difficult to see BC as a cloud polluted by D free material ejected by the planetary nebula preceding the formation of the white dwarf Sirius B since furthermore its radial velocity should be blue-shifted, whereas the BC one is redshifted. This fact does not agree with the simple idea of BC

being an expanding shell of material ejected by the planetary nebula related to the white dwarf Sirius B.

After G191-B2B (Vidal-Madjar et al. 1998) and δ Ori (Jenkins et al. 1999) on the line of sight of which low $(D/H)_{ISM}$ were measured, Sirius seems to be a good candidate for finding another low interstellar deuterium abundance.

The cause of these variations has to be understood in order to know what is the actual value of the $(D/H)_{ISM}$, if any. It is difficult to see interstellar deuterium as the simple tracer of the galactic chemical evolution. The study of its possible variation as a function of the radial distance to the galactic center may help us in that matter.

Moreover, if $(D/H)_{ISM}$ ratio actually presents dispersion, one can argue that the other deuterium abundance evaluations, *i.e.* proto-solar and primordial abundances, can also present dispersion. Indeed, variations of interstellar abundance of deuterium was detected thanks to the large number of sightlines available (several tens), whereas proto-solar and primordial abundances are determined only from few targets. Taking into consideration this problem, observing deuterium in the interstellar medium toward a large number of sightlines is a good way to proceed.

7. Conclusions

We have presented new spectroscopic observations of Sirius A and Sirius B performed using HST-GHRS. 14 interstellar lines were detected at high and/or medium spectral resolution. The sightline, which is assumed to present the same structure toward the two stars, is composed by two clouds: the Blue Component (BC) and the Local Interstellar Cloud (LIC), in agreement with the previous HST-GHRS observations of Sirius A reported by Lallement et al. (1994).

The three main results of our observations are the following:

- The Lyman α lines do not present the same profile toward Sirius A and Sirius B, an extra absorption being observed in the blue wing of the Sirius A Lyman α line, and an extra absorption being observed in the red wing of the Sirius B Lyman α line. We interpreted these excesses respectively as the signatures of the wind from Sirius A and of the core of the Sirius B photospheric Lyman α line.
- A composite Lyman α profile was constructed from these two lines and fitted in order to measure the $(D/H)_{ISM}$ ratio on the two components. Our data are compatible with D/H ratio found in the LIC by Linsky et al. (1993 & 1995), *i.e.* $(D/H)_{LIC} = 1.60 \pm 0.09^{+0.05}_{-0.10} \times 10^{-5}$. Our result is $(D/H)_{LIC} = 1.6 \pm 0.4 \times 10^{-5}$. In the other component, BC, we did not detect a significant D I line. The ratio we derived is $0 < (D/H)_{BC} < 1.6 \times 10^{-5}$.
- We did not detect the interstellar absorption of Si III at 1206.5 \AA and C II* at 1335.7 \AA . This implies a low electron density n_e , for which we found the upper limit $n_e \leq 0.05 \text{ cm}^{-3}$ in the LIC, assuming equilibrium between collisional excitation to excited-state C II* and radiative de-excitation to ground-state C II. Since measured values of the

electron density are higher in the LIC toward other sight-lines, the new value of n_e toward Sirius could point to inhomogeneities in the Local Interstellar Cloud.

The data are thus consistent with $(D/H)_{BC}$ in the range 0 to 1.6×10^{-5} . The BC cloud is a candidate region for low $(D/H)_{ISM}$, but no definite conclusion about D/H can be made at this time. We intend to continue the study of the Sirius system until we can come to a definitive conclusion as to whether or not a low $(D/H)_{ISM}$ is present in the BC. In particular, it is critically important that this experiment be done again with deep HST-STIS observations to study the Lyman α line and FUSE observations to study the higher Lyman lines. FUSE, the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer which was launched on June 24, 1999, will perform observations between 905 and 1187 Å, at a spectral resolution of $R = \lambda/\Delta\lambda \simeq 30,000$. The primary goal of that mission is to observe deuterium toward more than one hundred targets, from the Solar System and the local interstellar medium up to extragalactic low-redshift objects. These dedicated studies should greatly clarify the problem of the chemical evolution of deuterium.

Acknowledgements. We thank L. Ben Jaffel and J.-P. Dumont for many stimulating discussions. We also thank S. Dreizler for the calculation of the NLTE profiles for Sirius B, and P. Couteau for informations about orbit of Sirius B around Sirius A. We would like to thank the STScI staff for rescheduling observations after an original failure. Especially, we are grateful to A. Berman who noticed that the plan for the repeated observations would probably also fail, D. Soderblom who proposed another approach that was successful, and A. Schultz who implemented it. Finally we would thank the referee J. Linsky for very useful and constructive comments. D.K. acknowledges support by grants from the DLR.

References

- Allen M.M., Jenkins E.B., Snow T.P., 1992, ApJS 83, 261
 Anders E., Grevesse N., 1989, Geochim. Cosmochim. Acta 53, 197
 Benest D., Duvent J.L., 1995, A&A 299, 621
 Bertin P., Vidal-Madjar A., Lallement R., Ferlet R., Lemoine M., 1995a, A&A 302, 889
 Bertin P., Lamers H.J.G.L.M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., Lallement R., 1995b, A&A 302, 899
 Bruhweiler F.C., Kondo Y., 1982, ApJ 259, 232
 Burles S., Tyler D., 1998a, ApJ 499, 699
 Burles S., Tyler D., 1998b, ApJ 507, 732
 Burles S., Tyler D., 1998c, In: Mezzacappa A. (ed.) Proceedings of the Second Oak Ridge Symposium on Atomic Nuclear Astrophysics, Institute of Physics, Bristol, to appear, (astro-ph/9803071)
 Chengalur J.N., Braun R., Burton W.B., 1997, A&A 318, L35
 Duncan D., 1992, Hubble Space Telescope Goddard High Resolution Spectrograph Instrument Handbook. Version 3.0, STScI
 Dupin O., Gry C., 1998, A&A 335, 661
 Epstein R.I., Lattimer J.M., Schramm D.N., 1976, Nat 263, 198
 Ferlet R., 1981, A&A 98, L1
 Galli D., Palla F., Ferrini F., Penco U., 1995, ApJ 443, 536
 Greenstein J.L., Oke J.B., Shipman H.L., 1971, ApJ 169, 563
 Gry C., Lemoine M., Vidal-Madjar A., Lemoine M., Ferlet R., 1995, A&A 302, 497
 Hébrard G., Lemoine M., Ferlet R., Vidal-Madjar A., 1997, A&A 324, 1145
 Holberg J.B., Bruhweiler F.C., Barstow M.A., Dobbie P.D., 1999, ApJ 517, 841
 Holberg J.B., Barstow M.A., Bruhweiler F.C., Cruise A.M., Penny A.J., 1998, ApJ 497, 935
 Izmodenov V.V., Lallement R., Malama Y.G., 1999, A&A 342, L13
 Jenkins E.B., Tripp T.M., Woźniak P.R., Sofia U.J., Sonneborn G., 1999, ApJ 520, 182 (astro-ph/9901403)
 Jura M.A., 1982, Four Years of IUE Research, NASA CP 2238, 54
 Lallement R., Bertin P., 1992, A&A 266, 479
 Lallement R., Bertin P., Ferlet R., Vidal-Madjar A., Bertaux J.L., 1994, A&A 286, 898
 Laurent C., Vidal-Madjar A., York D.G., 1979, ApJ 229, 923
 Lemoine M., Audouze J., Ben Jaffel L., et al., 1999, New Astronomy 4, 231, (astro-ph/9903043)
 Lemoine M., Vidal-Madjar A., Bertin P., 1996, A&A 308, 601
 Lemoine M., Ferlet R., Vidal-Madjar A., 1995, A&A 298, 879
 Linsky J.L., 1998, Space Sci. Rev. 84, 285
 Linsky J.L., Wood B.E., 1996, ApJ 463, 254
 Linsky J.L., Diplas A., Wood B.E., et al., 1995, ApJ 451, 335
 Linsky J.L., Brown A., Gayley K., et al., 1993, ApJ 402, 694
 Meyer D.M., Jura M., Cardelli J.A., 1998, ApJ 493, 222
 Meyer D.M., Cardelli J.A., Sofia U.J., 1997, ApJ 490, L103
 Morton D.C., 1991, ApJS 77, 119
 Mullan D.J., Linsky J.L., 1999, ApJ 511, 502
 Murthy J., Henry R.C., Moos H.W., et al., 1990, ApJ 356, 223
 Murthy J., Henry R.C., Moos H.W., et al., 1987, ApJ 315, 675
 Prantzos N., 1996, A&A 310, 106
 Prantzos N., 1995, In: Busso M., et al. (eds.) Nuclei in the Cosmos III, AIP Conf. Proc. 327, 531
 Reeves H., Audouze J., Fowler W.A., Schramm D.N., 1973, ApJ 179, 909
 Rogerson J., York D., 1973, ApJ 186, L95
 Scully S.T., Cassé M., Olive K.A., Vangioni-Flam E., 1997, ApJ 476, 521
 Tosi M., Steigman G., Matteucci F., Chiappini C., 1998, ApJ 498, 226
 Vangioni-Flam E., Cassé M., 1995, ApJ 441, 471
 van Noort M., Lanz T., Lamers H.J.G.L.M., 1998, A&A 334, 633
 Vidal-Madjar A., Lemoine M., Ferlet R., et al., 1998, A&A 338, 694
 Vidal-Madjar A., Ferlet R., Gry C., Lallement R., 1986, A&A 155, 407
 Vidal-Madjar A., Laurent C., Bruston P., Audouze J., 1978, ApJ 223, 589
 Webb J.K., Carswell R.F., Lanzetta K.M., et al., 1997, Nat 388, 250
 Welty D.E., Hobbs L.M., York D.G., 1991, ApJS 75, 425
 Wood B.E., Linsky J.L., 1997, ApJ 474, L39
 York D.G., 1983, ApJ 264, 17
 York D.G., Spitzer L., Bohlin R.C., 1983, ApJ 266, L55

2.3 Conclusion

Ces données du Télescope spatial *Hubble* ont permis d'étudier le milieu interstellaire sur la ligne de visée des étoiles Sirius A et Sirius B, en faisant l'hypothèse qu'il présentait la même structure en direction de ces deux étoiles extrêmement proches. Les principaux résultats de cette étude sont résumés ci-dessous.

Deux nuages interstellaires ont été détectés sur cette ligne de visée : l'un a été identifié avec le Nuage Interstellaire Local (nuage "LIC"); l'autre (nuage "BC") est décalé de 5.9 km s^{-1} vers le bleu par rapport au LIC. Les propriétés de ces deux nuages ont pu être déterminées grâce à l'ajustement simultané de 14 raies interstellaires observées à haute et/ou moyenne résolution spectrale.

Les raies Lyman α ne présentent pas le même profil vers Sirius A et Sirius B : une absorption est présente dans l'aile bleue de la raie Lyman α de Sirius A sans être vue dans Sirius B ; inversement, une absorption supplémentaire est détectée dans l'aile rouge de la raie Lyman α de Sirius B. La première absorption est interprétée comme étant la signature d'un vent sur Sirius A. La présence de ce vent stellaire, déjà détecté par Bertin et al. (1995b), est confirmée par ces nouvelles observations. L'interprétation en terme d'*astrosphère* (Izmodenov et al. 1999) – l'équivalent de l'héliosphère pour Sirius A – est par contre beaucoup moins probable. L'origine de la seconde absorption est attribuée à la raie photosphérique Lyman α de Sirius B, décalée gravitationnellement vers le rouge du fait de la grande densité de cette naine blanche. Il est à noter que nous ne confirmons pas, avec ces nouvelles observations, la détection d'un nuage très chaud et très diffus dans l'aile rouge de la raie Lyman α de Sirius A (Bertin et al. 1995a).

Une raie Lyman α représentant uniquement l'absorption d'origine interstellaire sur cette ligne de visée a pu être reconstruite à partir des raies Lyman α de Sirius A et Sirius B. L'ajustement de cette raie permet de mesurer l'abondance interstellaire du deutérium dans ces deux composantes. La valeur trouvée dans le LIC est compatible avec les valeurs déterminées dans d'autres lignes de visée : $(D/H)_{\text{LIC}} = 1.6 \pm 0.4 \times 10^{-5}$. Le deutérium n'est par contre pas détecté significativement dans la seconde composante et la valeur obtenue est $0 < (D/H)_{\text{BC}} < 1.6 \times 10^{-5}$. Ce nuage apparaît donc comme un candidat possible présentant une faible valeur de $(D/H)_{\text{ISM}}$. Cependant, les grandes barres d'erreur, dues essentiellement au faible rapport signal à bruit et à la moyenne résolution spectrale à Lyman α , ne permettent pas de conclure définitivement.

Enfin, la non-détection des raies Si III et C II* implique un état d'ionisation étonnamment faible dans le LIC dans la direction de Sirius. La densité électronique estimée est inférieure à 0.05 cm^{-3} . Des valeurs plus élevées ont été mesurées dans d'autres lignes de visée, ce qui semble montrer l'existence d'inhomogénéités dans le LIC.

Chapitre 3

Préparation de la mission FUSE

3.1 Présentation de la mission FUSE

FUSE (*Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer*) est un satellite observatoire de la NASA dédié à la spectroscopie dans le domaine des ultraviolets lointains. Son domaine spectral s'étend de 905 à 1187 Å. Il contient de nombreuses transitions atomiques, ioniques et moléculaires, et notamment les séries de Lyman de H I et de D I (à l'exception de Lyman α), des raies de O VI, de N I et O I ou encore de très nombreuses transitions électroniques des molécules H₂, HD ou CO.

Si les ultraviolets proches ($\lambda \gtrsim 3100$ Å) sont observables depuis les observatoires terrestres les plus en altitude (Hawaii, Chili...), les longueurs d'onde plus courtes ne sont observables que depuis l'espace. L'atmosphère terrestre est en effet opaque aux ultraviolets : les UV lointains ($\lambda \leq 2000$ Å) sont absorbés continuellement par les molécules N₂, et les UV proches sont stoppés de manière discrète par les transitions électroniques de O₂ et O₃ et de manière continue par l'ionisation progressive de O₂ au-dessus de 60 km.

Les premières observations astronomiques dans les UV invisibles du sol ont été menées dans les années 60 et 70 au moyen de ballons et de fusées. *Copernicus* a été le premier satellite à observer ce domaine, de 1972 à 1980. Son domaine spectral s'étendait de 900 à 1560 Å et de 1650 à 3150 Å, et sa résolution spectrale était $R = \lambda/\Delta\lambda = 20000$. Les UV de longueur d'onde supérieure à 1200 Å ont par la suite été observés au moyen du satellite IUE (*International Ultraviolet Explorer*, de 1978 à 1996) ou des spectroscopes GHRS (de 1990 à 1996) et STIS (depuis 1997) du Télescope spatial *Hubble*. Des expériences comme HUT ou IMAPS ont également ponctuellement volé à bord de la Navette spatiale. Le domaine des ultraviolets très lointains (70 – 760 Å), enfin, est couvert depuis 1992 par le satellite EUVE (*Extreme Ultraviolet Explorer*). Le domaine spectral de FUSE a donc été très peu exploré depuis l'arrêt de *Copernicus*.

Plusieurs satellites observatoires ont été proposés depuis 1980 afin d'accéder à nouveau à ce domaine, comme par exemple les missions *Magellan* et *Lyman* au sein de l'Agence Spatiale Européenne. C'est finalement la NASA qui a sélectionné en 1994 la mission FUSE, qui prend place à présent dans le cadre de son programme *Origins*. La responsabilité de ce programme a été déléguée à l'Université Johns Hopkins (JHU) de Baltimore, le PI (*Principal Investigator*) étant H. Warren Moos.

FUSE est réalisé en collaboration avec la France et le Canada, par le biais du CNES et de l'Agence Spatiale Canadienne. Les réseaux ont notamment été construits par l'entreprise française Jobin Yvon, puis testés au Laboratoire d'Astrophysique Spatiale de Marseille. L'Agence Spatiale Canadienne a, quant à elle, développé les caméras de guidage. Les communautés scientifiques françaises et canadiennes sont en contrepartie assurées de recevoir au moins 5 % du temps total d'observation.

Prévu pour une durée en orbite de 3 ans (une prolongation de deux années supplémentaires a été décidée en septembre 2000), le coût total du programme FUSE s'élèvera à environ 240 M\$, répartis entre le développement et la construction du satellite (~ 130 M\$), le fonctionnement et l'analyse (~ 40 M\$), les participations françaises et canadiennes (~ 7 M\$ chacune) et le lancement (~ 55 M\$).

3.1.1 Le satellite FUSE

FUSE est constitué de quatre télescopes co-alignés distincts, composés chacun d'un miroir primaire parabolique hors-axe de 352×387 mm et de focale égale à 2245 mm (voir figure 3.1). Deux miroirs sont recouverts de carbure de silicium (SiC) et assurent la réflectivité des longueurs d'onde les plus courtes ($\sim 905 - 1105$ Å); les deux autres sont recouverts d'aluminium et de fluorure de lithium (Al+LiF) et réfléchissent les plus grandes longueurs d'onde ($\sim 1000 - 1187$ Å).

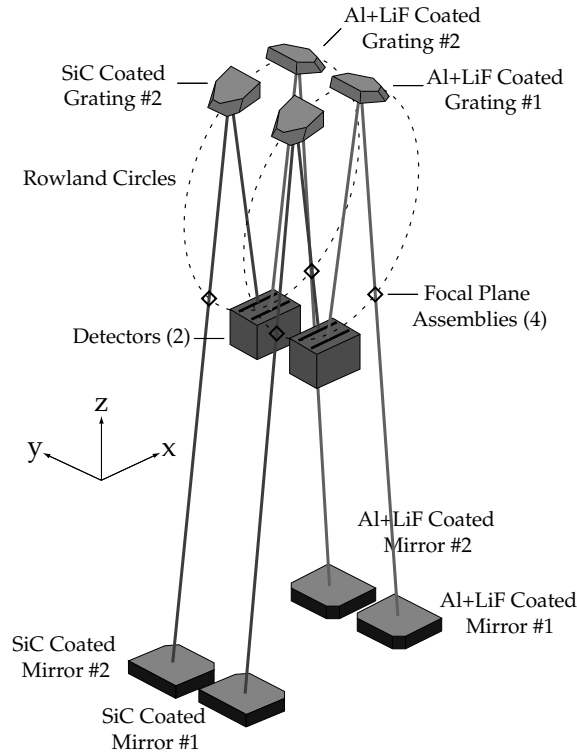


FIG. 3.1 – Schéma optique de FUSE.

Chaque télescope dirige le faisceau lumineux vers un spectroscopie monté sur un cercle de Rowland de 1652 mm de diamètre, montage suivant lequel plan focal du télescope, réseau et détecteur sont placés sur un cercle.

Au plan focal de chaque miroir (FPA, pour *Focal Plane Assembly*) se trouve un système de trois fentes d'entrée : une grande (LWRS, correspondant sur le ciel à $30'' \times 30''$), une moyenne (MDRS, $4'' \times 20''$) et une petite (HIRS, $1.25'' \times 20''$). Une petite ouverture circulaire (PINH) de $0.5''$ de diamètre est également disponible sur chaque FPA. Par convention, l'axe x est dans le sens de la dispersion, l'axe y est parallèle aux grands axes des fentes, et l'axe z suit les rayons lumineux. Une fois l'alignement et la mise au point effectués, les FPA ne bougent plus ; c'est le mouvement du satellite dans son ensemble qui permet de positionner une cible dans l'une des fentes, pour les quatre FPA simultanément. Pour les deux canaux LiF, la lumière qui n'entre pas

dans les fentes est réfléchi vers deux caméras CCD 512×512 (FES, pour *Fine Sensor Error*) qui permettent l'acquisition des cibles et le guidage. Chacun de ces CCD a un champ de $20' \times 20'$ sur le ciel et permet de guider avec une précision de l'ordre de $0.5''$ sur des étoiles jusqu'à la magnitude 13.

Les réseaux holographiques (270×270 mm) ont une densité de traits de $\sim 5767 \text{ mm}^{-1}$ pour les deux réseaux SiC, et $\sim 5350 \text{ mm}^{-1}$ pour les deux réseaux LiF. Ils ont été tracés sur des substrats sphériques de 1652 mm de rayon de courbure. La dispersion est de 1.03 Å mm^{-1} et 1.12 Å mm^{-1} au niveau des détecteurs pour les canaux SiC et LiF respectivement. La résolution spectrale maximale attendue pour FUSE est $R \simeq 30\,000$, soit 0.03 Å , ou encore 10 km s^{-1} , pour un élément de résolution d'environ 6 pixels.

Les détecteurs bidimensionnels, également courbés de manière à épouser le cercle de Rowland, sont des galettes de microcanaux à comptage de photons. Chaque détecteur reçoit l'image parallèle d'un spectre LiF et d'un spectre SiC. Il y a ainsi deux détecteurs (1 et 2), chacun étant constitué de deux segments. Les quatre segments (1a, 1b, 2a et 2b) mesurent 88×10 mm et contiennent 16384×1024 pixels (voir figure 3.2). La taille des pixels est $\sim 6 \text{ μm}$ dans le sens de la dispersion, et $\sim 10 - 17 \text{ μm}$ dans la direction spatiale. Pour chaque détecteur, les deux segments sont séparés d'environ 10 mm ce qui produit un "trou" dans chaque spectre. Cependant, les détecteurs étant légèrement décalés l'un par rapport à l'autre sur le cercle de Rowland, il n'y a pas de longueur d'onde non couverte sur le domaine spectral. Au contraire, la très grande majorité du domaine spectral est couverte par les deux détecteurs, les longueurs d'onde du tiers central du domaine de FUSE, qui comprend notamment Lyman β (1025 Å), étant elles couvertes par les quatre canaux (voir figure 3.3). Cette redondance permet de distinguer les structures réelles d'éventuels artéfacts instrumentaux. Elle permet également d'assurer une bonne couverture du domaine en cas de défaillance d'un des composants.

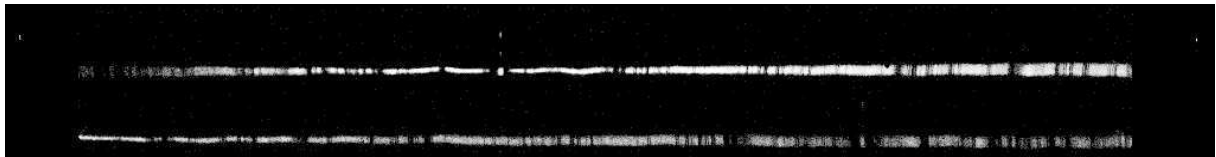


FIG. 3.2 – **Image brute d'un spectre de FUSE.** Le segment 1a est représenté sur cet exemple. Le spectre LiF est visible sur la partie supérieure du détecteur, la longueur d'onde augmentant de la gauche vers la droite et s'étendant de 988 à 1083 Å . La cible est placée dans la grande fente ; l'émission géocoronale à Lyman β , au centre du détecteur, est visible dans la grande fente, mais également au-dessus dans les fentes petite et moyenne. Le spectre SiC se trouve sur la partie inférieure du détecteur et s'étend de 1003 à 1090 Å , la longueur d'onde augmentant de la droite vers la gauche (l'émission géocoronale à Lyman β est visible sur la droite de ce spectre). Chaque exposition réalisée avec FUSE réunit quatre images semblables à celle-ci (une par segment), soit huit spectres au total. Chaque segment contient 16384×1024 pixels.

Les données sont obtenues suivant deux modes distincts : TTAG et HIST. Pour les sources à relativement faible flux, le mode TTAG enregistre la position x - y et le temps d'arrivée sur le segment de chaque photon au cours de l'exposition. Cela permet d'assurer une meilleure résolution spectrale, en corrigeant de manière continue au long de l'exposition le décalage Doppler dû au mouvement du satellite ainsi que d'éventuelles dérives. Le fait de pouvoir "visualiser le film" d'une exposition TTAG a également de nombreuses autres applications (suppression d'éventuels éclats sporadiques sur le détecteur, détections de variations rapides du signal, etc.). La limitation de la mémoire embarquée ne permet cependant pas l'utilisation du mode TTAG quand le

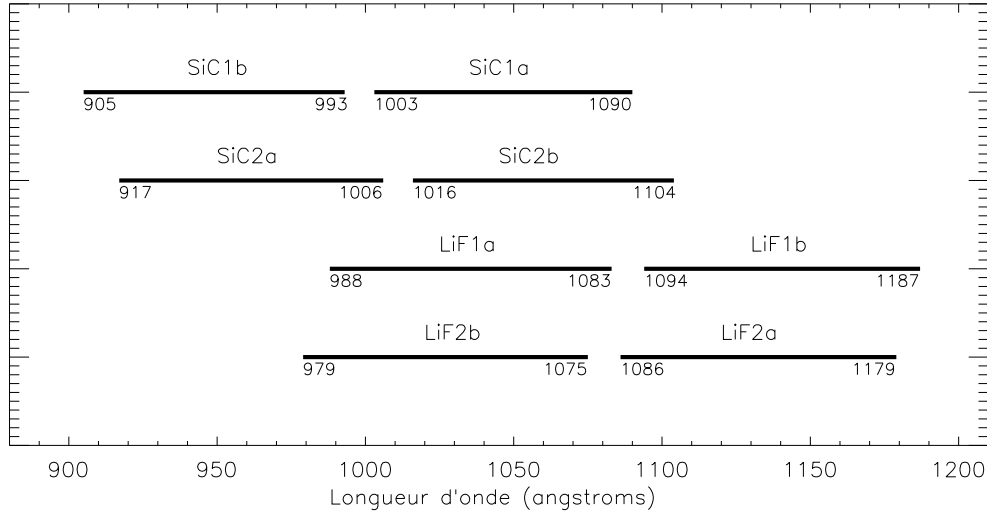


FIG. 3.3 – **Canaux de FUSE et domaines spectraux correspondants.** *Chaque segment (1a, 1b, 2a ou 2b) contient un spectre LiF et un spectre SiC.*

nombre de photons est trop important. Les observations des objets à plus grand flux sont ainsi réalisées en mode HIST ; l'image des détecteurs est intégrée sur toute l'exposition, l'information temporelle sur chaque photon étant alors perdue. Les éventuelles corrections ne peuvent alors se faire que sur l'image dans son ensemble (les expositions HIST sont cependant généralement plus courtes que les expositions TTAG).

Le satellite FUSE, constitué de l'instrument décrit ci-dessus et d'une plate-forme comprenant les ordinateurs de bord, les panneaux solaires, l'antenne, etc., mesure environ 5.5 m de hauteur pour 1300 kg. Il est placé à 768 km d'altitude sur une orbite circulaire inclinée à 25° . Sa période est de 101 minutes. L'envoi des commandes au satellite et la réception des données sont réalisés depuis le Centre de Contrôle du Satellite (SCC) situé à JHU. Les communications avec FUSE ne se produisent qu'une dizaine de fois par jour, lors du passage du satellite au-dessus de l'antenne, située à Puerto-Rico. Toute l'activité de FUSE (acquisition, exposition, guidage...) est donc réalisée en mode automatique, à partir des informations envoyées par le SCC.

Une fois reçues, les données sont converties en format FITS, puis sont traitées par un pipeline de réduction de données : CALFUSE. Ce pipeline, dont les différentes étapes sont décrites par Oegerle et al. (2000), crée des spectres 1D calibrés en longueur d'onde et en flux à partir des listes de photons (TTAG) ou des images (HIST) brutes. Les données sont alors archivées sur le MAST (*Multi-Mission Archive at the Space Telescope Science Institute*, <http://archive.stsci.edu/fuse/>). Toutes les observations de FUSE deviennent libres et accessibles à tout le monde six mois après leur archivage.

Chaque exposition est référencée par un nom composé essentiellement de 11 caractères, du type P1040102003. Les quatre premiers caractères (P104 dans l'exemple) référencent le nom du programme; les quatre suivants, les numéros de cible (01) et d'observation (02); et les trois derniers, le numéro de l'exposition (003). Les observations sont en effet généralement divisées en plusieurs expositions, effectuées à la suite mais éventuellement séparées par des périodes d'acquisition. Le pipeline calcule les sommes des expositions et des canaux; celles-ci sont cependant généralement de qualité insuffisante et la résolution spectrale y est très dégradée. La majorité des études nécessitent de travailler au niveau des expositions. Chaque exposition comportant huit spectres (un par canal, voir figure 3.3), une observation de n expositions est constituée de $8n$ spectres.

3.1.2 Le programme scientifique de FUSE

L'équipe scientifique de FUSE, qui réunit autour du PI une vingtaine de scientifiques américains, français et canadiens, a défini un certain nombre d'objectifs scientifiques pour cette mission. Elle dispose d'environ 40 % du temps des trois premières années d'observation pour les atteindre.

L'objectif principal de FUSE, en terme de nombre d'orbites, consiste à mesurer l'abondance du deutérium dans le plus grand nombre possible de sites astrophysiques différents. Plus de 200 cibles ont été sélectionnées afin de mesurer D/H dans les milieux suivants :

- *Milieu interstellaire local* (programme P104) ; les cibles utilisées sont des étoiles froides, des naines blanches et quelques étoiles de type A.
- *Disque galactique* (P105) ; les cibles choisies sont essentiellement des étoiles de type O-B, situées à quelques milliers de parsecs du Soleil, à l'intérieur et entre les bras spiraux.
- *Halo galactique* (P106) ; les étoiles sélectionnées sont situées vers les pôles galactiques, ainsi que vers le centre et l'anticentre galactiques. Il s'agit ici aussi d'étoiles distantes de type O-B.
- *Cibles extragalactiques* (P107 et P108) ; les cibles de ces programmes sont des quasars et des noyaux actifs de galaxies à faibles décalages spectraux ($z < 0.3$), permettant d'approcher $(D/H)_{\text{prim}}$.
- *Système solaire* (P109) ; le but de ce programme est de déterminer $(D/H)_{\text{pre}\odot}$ par l'observation des émissions Lyman au limbe de Jupiter.

C'est essentiellement dans le cadre de ces programmes de mesure de D/H qu'ont été réalisées les sélections de cibles présentées dans la partie 3.2, ainsi que les études qui constituent le chapitre 4.

Le deuxième grand programme de FUSE a pour objet l'étude de la phase coronale ($T = 10^5 - 10^6$ K) du gaz interstellaire dans le disque galactique (P102/P122), le halo (P101) et les Nuages de Magellan (P103). Le doublet de O VI (1031.9 - 1037.6 Å), couvert par FUSE, constitue le meilleur traceur de ce domaine de température, compris entre celle de l'émission X ($\sim 10^6$ K) et du milieu ionisé chaud ($\sim 10^4$ K). L'une des spécificités de cet ion réside dans son potentiel d'ionisation élevé (157 eV) qui le rend difficile à ioniser. Beaucoup de cibles de ces programmes sont communes avec les cibles des programmes liés à D/H.

Les autres programmes de l'équipe scientifique, moins importants en terme de nombre d'orbites, abordent de nombreux sujets. Beaucoup ont pour objet l'hydrogène moléculaire; des centaines de transitions électroniques entre les états fondamentaux de H_2 sont en effet accessibles avec FUSE, comme par exemple les bandes de Lyman et de Werner. Une dizaine de programmes,

enfin, fait partie d'un temps garanti pour l'équipe scientifique française. Ils ont pour sujets notamment la physique stellaire et les milieux interstellaire et circumstellaire.

En plus de ces programmes réalisés par l'équipe scientifique de FUSE sur du temps garanti, plus de 50 % du temps total d'observation est ouvert à la communauté sur les trois premières années (et la totalité des deux années supplémentaires récemment décidées), dans le cadre d'un programme d'observateurs invités (GI). La répartition prévue du temps d'observation pour ces différents programmes est résumée par la table 3.1. Un centre d'accueil des utilisateurs français de FUSE a été installé à l'Institut d'Astrophysique de Paris.

TAB. 3.1 – Répartition du temps d'observation de FUSE.

	Cycle 1		Cycle 2		Cycle 3	
	%	nbre. d'orbites	%	nbre. d'orbites	%	nbre. d'orbites
Programmes PI	60 %	3120	40 %	2080	25 %	1300
France (PI + GI)	5 %	PI: 155 GI: 105	5 %	PI: 95 GI: 165	5 %	PI: 65 GI: 195
Canada(GI)	5 %	260	5 %	260	5 %	260
GI (US et autres)	25 %	1300	45 %	2340	60 %	3120
Calibrations	5 %	260	5 %	260	5 %	260

3.2 Sélection de cibles

Une partie importante de la préparation de FUSE a consisté à sélectionner les meilleures cibles sur les lignes de visée desquelles les mesures de D/H allaient être effectuées.

Cette section présente une sélection de naines blanches favorables à la mesure de D/H dans le milieu interstellaire local, puis une sélection d'étoiles O-B plus éloignées, destinées à la mesure de $(D/H)_{\text{ISM}}$ vers le centre et l'anticentre galactiques. Cette dernière sélection a été réalisée notamment au moyen d'observations au sol. Enfin, est présentée une sélection de nébuleuses planétaires à observer avec FUSE.

3.2.1 Naines blanches

Comme on l'a vu dans la partie 2.1, les naines blanches constituent des cibles particulièrement adaptées à la mesure de l'abondance du deutérium dans le milieu interstellaire relativement proche ($\lesssim 100$ pc). Une sélection des naines blanches les plus favorables aux mesures de $(D/H)_{\text{ISM}}$ a donc été menée pour la programmation de FUSE.

Les deux principaux critères retenus pour cette sélection sont les suivants :

- *Flux*. Le flux UV au fond des raies H I photosphériques doit être suffisamment important pour permettre l'observation des absorptions interstellaires.
- *Densité de colonne en H I*. La raie Lyman β du deutérium devient extrêmement faible pour des densités de colonne de l'ordre de 10^{13} cm^{-2} . En admettant un rapport D/H de l'ordre de 10^{-5} , les lignes de visée ayant des densités de colonne d'hydrogène supérieures à 10^{18} cm^{-2} ont été privilégiées.

Le tableau 3.2 présente, par ordre de préférence décroissante, les naine blanches sélectionnées. Les estimations des densités de colonne de H I proviennent essentiellement des observations de IUE et EUVE (voir par exemple Holberg et al. 1998). Les flux prédits à Lyman β (1025 Å),

TAB. 3.2 – Naines blanches favorables à la mesure de $(D/H)_{\text{ISM}}$.

WD	Nom	V	T_{eff} K	$10^{18} N(\text{H I})$ cm^{-2}	d pc	$F(949)$ $\times 10^{13} \text{ erg/cm}^2/\text{s}/\text{\AA}$	$F(972)$	$F(1025)$
1634–573	HD149499B	11.7	49500	7.0	36	150.5	116.8	80.7
2211–491	RE2214–491	11.7	66100	5.8	54	108.3	100.1	90.5
1034+001	GSC 04912-00085	13.2	100000	12.0	110	86.7	70.5	48.9
0621–376	RE0623–374	12.1	58200	5.0	74	59.4	55.6	51.3
0232+035	Feige24	12.2	62700	3.0	76	59.6	55.4	50.5
2309+105	GD246	13.1	58700	13.0	75	23.9	22.3	20.5
0501+527	G191–B2B	11.8	61200	2.3	60	86.0	80.1	73.3
2331–475	MCT2331–4731	13.4	55800	4.2	68	15.6	14.7	13.6
2111+498	GD394	13.1	39600	6.5	52	7.7	7.5	7.4
0455–281	MCT0455–2812	13.9	55600	1.3	107	9.7	9.1	8.5
2004–605	RE2009–602	13.6	44200	20.9	57	7.3	7.0	6.8
1631+781	RE1629+780	13.6	44600	20.0	68	9.9	9.6	9.3
0715–703	RE0715–702	14.1	43900	27.5	90	4.1	4.0	3.9
1013–050	RE1016–053	14.2	53800	7.5	110	7.1	6.7	6.2
0050–332	GD659	13.4	35800	2.6	70	3.5	3.5	3.6
1314+293	HZ43	12.9	50800	0.9	53	21.3	20.2	19.1
0131–163	GD984	14.0	50000	24.5	100	7.4	7.1	6.7
0004+330	GD2	13.8	49400	81.0	102	8.0	7.6	7.2
1123+189	RE1126+186	14.1	53800	14.0	127	7.6	7.2	6.7
1234+482	RE1236+479	14.4	56400	13.0	135	6.7	6.3	5.9
1029+537	RE1032+532	14.5	46900	4.2	126	3.9	3.8	3.6
1620–391	CD–38 10980	11.0	25300	1.8	14	1.0	1.2	1.5
0347+171	V471 Tau	13.6	34200	8.5	32	2.0	2.0	2.1
0824+289	RE0827+28	14.2	50500	69.5	151	6.0	5.7	5.4
0642–166	Sirius B	8.3	26000	0.6	4	16.2	18.1	22.3
1800+686	RE1800+68	14.7	45500	71.9	145	2.8	2.7	2.6
1611–070	RE1614–08	14.0	38500	20.0	87	2.8	2.8	2.8
2152–548	RE2156–543	14.6	44300	6.8	118	3.3	3.2	3.1
2011+398	RE2013+400	14.5	48900	41.3	142	3.9	3.7	3.5
2124–224	RE2127–221	14.8	49800	43.8	190	3.9	3.7	3.5
0548+000	GD257	14.8	46000	16.3	155	2.8	2.7	2.6
0027–636	MCT0027–6341	15.3	63700	30.0	184	3.7	3.4	3.1
1845+019	Lanning18	13.0	29500	35.3	44	0.9	0.9	1.1
0721–276	RE0723–274	14.6	35900	7.4	110	1.1	1.1	1.2
1057+719	RE1100+713	14.7	41500	26.0	119	2.1	2.1	2.0
2321–549	RE2324–544	15.2	45000	4.3	153	1.7	1.7	1.6
0630–050	RE0632–050	15.5	44100	11.6	126	1.2	1.2	1.1
1725+586	RE1726+58	15.4	57200	65.9	151	2.6	2.4	2.2
2000–561	RE2004–56	15.0	47200	38.4	184	2.3	2.2	2.1
1528+487	RE1529+483	14.9	47700	42.9	160	2.3	2.2	2.1
2153–419	RE2156–41	15.4	48200	21.4	167	1.8	1.7	1.6
1636+351	RE1638+35	14.8	36300	37.9	111	1.0	1.0	1.0
1040+492	RE1043+492	16.2	47300	16.9	319	0.8	0.8	0.7
0548–241	RE0550–241	16.4	50700	72.9	252	0.8	0.8	0.7
2022+198	RE2024+200	16.6	55800	72.4	367	0.9	0.8	0.7

Lyman γ (972 Å) et Lyman δ (949 Å) ont été calculés par Detlev Koester, de l'Université de Kiel (Allemagne).

Une trentaine de naines blanches, majoritairement dans cette liste, ont d'ores et déjà été réservées pour les programmes PI de mesure de $(D/H)_{\text{ISM}}$.

3.2.2 Étoiles O-B

Les observations spectroscopiques menées au Télescope Canada-France-Hawaii (CFHT) présentées ici ont permis de sélectionner des cibles favorables à la mesure par FUSE de $(D/H)_{\text{ISM}}$ vers le centre et l'anticentre galactiques. Elles ont fait l'objet d'une communication dans le Bulletin du CFHT (Hébrard et al. 1998).

Les observations du milieu interstellaire sur les lignes de visée d'étoiles distantes révèlent une corrélation entre les vitesses radiales des absorbants et la structure spirale de la Galaxie en rotation (Rickard 1974; York 1982). Il est ainsi possible de donner une estimation de la distance d'un absorbant à partir des coordonnées galactiques de la cible et de la vitesse radiale de l'absorbant. Les nuages interstellaires peuvent cependant présenter des mouvements propres qui s'ajoutent au mouvement d'ensemble de rotation de la Galaxie; ces mesures sont donc assez imprécises pour un nuage pris individuellement. Elles ne prennent leur sens que statistiquement, la somme de tous les mouvements propres d'un grand nombre de nuages étant en moyenne nulle. La sélection d'étoiles cibles vers l'anticentre galactique a été menée avec cette approche.

On a vu l'importance de mesurer $(D/H)_{\text{ISM}}$ vers l'anticentre galactique (partie 1.4.3). Dans cette région, pour des distances comprises entre 1 et 20 kpc, la rotation de la Galaxie implique des vitesses radiales négatives relativement grandes (de -20 à -140 km s^{-1}) pour des longitudes galactiques l_{II} comprises entre 80° et 140° . Ces vitesses largement négatives sont nécessaires à la mesure de $(D/H)_{\text{ISM}}$ au-delà du milieu interstellaire local. En effet, l'absorption due à l'hydrogène du milieu interstellaire local, à une vitesse proche de 0 km s^{-1} , masque toutes les raies voisines. Les raies du deutérium n'étant décalées que de 82 km s^{-1} vers le bleu par rapport aux raies de l'hydrogène, il est nécessaire d'avoir des nuages interstellaires suffisamment décalés vers le bleu par rapport au milieu local pour pouvoir y observer les raies du deutérium. Les raies D I d'un nuage interstellaire décalé vers le rouge seraient totalement masquées par les raies H I du milieu local.

Le but premier de ces observations au sol étaient donc d'observer à grande résolution spectrale des étoiles situées entre $l_{II} = 80^\circ$ et 140° afin d'y sélectionner des lignes de visée présentant des composantes interstellaires fortement décalées vers le bleu.

Les cibles ont été sélectionnées en fonction de leur distance ($> 1 \text{ kpc}$) et de leur flux UV (modélisé par un corps noir ou extrapolé à partir d'observations en UV proche), qui devait permettre l'observation ultérieure avec FUSE des raies de Lyman en absorption sur leur continu. Il s'agit essentiellement d'étoiles de types O-B, de magnitudes comprises entre 7 et 10 et de $E(B - V) < 0.4$. Divers catalogues ont été utilisés pour cette première sélection, et notamment Garmany et al. (1982), Savage et al. (1995) et Mermilliod (1994).

L'une des missions d'observations ayant été obtenue à une période de l'année où l'anticentre galactique est invisible, la liste des étoiles a été complétée par des cibles situées vers le centre galactique, sélectionnées suivant les mêmes critères de flux et de distance. Si un décalage vers le bleu est ici également nécessaire à l'observation du deutérium au-delà du milieu local, les vitesses fortement négatives ne sont pas, vers le centre galactique, caractéristiques des nuages éloignés. Il est donc très difficile d'obtenir de l'information relative à la distance des nuages dans cette région.

Au final, 49 étoiles ont été observées lors de trois missions d'observation menées en décembre 1996, avril 1997 et novembre 1997 au CFHT (voir Table 3.3). Six nuits ont été obtenues pour

TAB. 3.3 – Étoiles observées en Na I et/ou Ca II vers le centre et l’antcentre galactiques.

étoile	α (2000.0)	δ (2000.0)	l_{II}	b_{II}
HD 73	00 05 36.83	+43 24 05.2	114.17	-18.69
BD +41 80	00 32 56.46	+42 15 28.8	119.28	-20.48
HD 232522	01 46 02.09	+55 19 54.6	130.70	-06.71
HD 232525	01 46 08.51	+53 36 28.1	131.08	-08.40
HD 12323	02 02 30.00	+55 37 26.6	132.91	-05.87
HD 13854	02 16 51.65	+57 03 19.0	134.38	-03.91
HD 13866	02 16 57.30	+56 43 08.4	134.50	-04.22
HD 14434	02 21 52.30	+56 54 18.2	135.08	-03.82
HD 236961	02 24 46.26	+57 27 51.3	135.25	-03.16
HD 15137	02 27 59.75	+52 32 57.9	137.46	-07.58
HD 17505	02 51 07.99	+60 25 02.9	137.19	+00.90
HD 60196	07 32 11.89	-28 44 03.8	242.95	-04.65
HD 60369	07 33 01.82	-28 19 32.7	242.68	-04.30
HD 62532	07 43 45.29	-17 56 46.0	234.83	+02.93
HD 63005	07 45 49.00	-26 29 31.4	242.47	-00.93
HD 65176	07 57 25.09	-01 36 47.0	222.09	+13.87
HD 98120	11 17 08.53	-15 05 17.8	271.64	+41.98
HD 140543	15 44 56.59	-21 48 53.9	347.90	+25.54
HD 149363	16 34 28.22	-06 08 09.4	9.85	+26.69
HD 160641	17 41 50.10	-17 54 08.0	8.98	+06.49
HD 164002	18 00 00.74	-22 32 53.4	7.15	+00.46
HD 164032	18 00 27.82	-29 49 27.7	0.88	-03.24
HD 164359	18 01 38.91	-22 07 52.9	7.70	+00.34
HD 164384	18 01 45.24	-23 10 41.5	6.80	-00.20
HD 164492	18 02 23.43	-23 01 50.1	7.00	-00.25
HD 164816	18 03 56.82	-24 18 45.2	6.06	-01.20
HD 164844	18 04 02.87	-22 33 57.1	7.59	-00.36
HD 164883	18 04 17.20	-22 29 37.0	7.68	-00.37
HD 165016	18 04 58.06	-24 40 50.4	5.85	-01.58
HD 165246	18 06 04.59	-24 11 44.2	6.40	-01.56
HD 166331	18 09 50.34	+10 46 26.2	37.99	+14.07
HD 166546	18 11 57.00	-20 25 24.5	10.36	-00.92
HD 166689	18 12 27.45	-16 22 51.1	13.96	+00.91
HD 166716	18 12 28.38	-15 22 23.9	14.85	+01.39
HD 168080	18 18 46.74	-18 10 19.6	13.11	-01.27
HD 169673	18 26 23.55	-15 37 48.4	16.21	-01.68
HD 186618	19 43 22.43	+47 14 41.0	80.48	+11.48
HD 188209	19 51 58.99	+47 01 38.4	80.99	+10.09
HD 200775	21 01 36.76	+68 09 48.1	104.06	+14.19
HD 202124	21 12 28.29	+44 31 54.9	87.29	-02.66

TAB. 3.3 – Étoiles observées en Na I et/ou Ca II vers le centre et l’anticentre galactiques (suite).

étoile	α (2000.0)	δ (2000.0)	l_{II}	b_{II}
HD 202347	21 13 41.75	+45 36 41.1	88.22	-02.08
BD +48 3437	21 36 15.83	+49 20 56.7	93.56	-02.06
BD +52 3210	22 26 54.30	+53 38 42.0	102.44	-03.37
HD 235874	22 32 59.69	+51 12 56.2	101.97	-05.93
HD 214930	22 41 25.69	+23 50 48.3	88.30	-30.14
HD 216438	22 51 58.18	+53 42 35.2	105.72	-05.12
HD 217782	23 02 36.00	+42 45 28.4	102.52	-15.76
HD 218915	23 11 06.88	+53 03 30.4	108.06	-06.89
HD 224257	23 56 24.92	+55 59 25.7	115.25	-06.06

mener ce programme : deux ont été perdues du fait du mauvais temps, deux ont été consacrées au centre galactique, et deux à l’anticentre. L’instrument utilisé a été le spectroscope Gecko, placé au foyer coudé à $f/4$. Les temps d’exposition pour chaque étoile se sont étalés de 10 à 50 minutes. Les observations ont été menées sur les raies du sodium (raies Na I D à 5890 et 5896 Å), ce qui permet de contrôler la présence des composantes faibles sur chaque membre de ce doublet. Le sodium étant un traceur partiel de l’hydrogène interstellaire, certaines cibles favorables ont également été observées dans la raie K du Ca II (3934 Å). Du fait de l’efficacité de l’instrument plus faible dans le bleu, seulement 12 étoiles ont pu être observées également dans le calcium.

Les données ont été traitées avec le logiciel MIDAS. Les principales étapes du traitement ont été les suivantes :

- soustraction du biais,
- soustraction de la lumière diffusée,
- division par les champs plats,
- nettoyages des mauvais pixels et des points chauds dus aux rayons cosmiques,
- transformation des images du détecteur en spectres à une dimension (sommées des lignes),
- calibration en longueur d’onde,
- calculs des décalages spectraux, les spectres étant placés dans le référentiel héliocentrique.

Une grande résolution spectrale est nécessaire pour séparer les composantes du milieu interstellaire, dont les vitesses radiales sont parfois très proches. La résolution spectrale atteinte lors des observations était $R = 90\,000$, soit $\sim 3.5 \text{ km s}^{-1}$.

Les structures en vitesse des lignes de visée ont été établies en ajustant les raies d’absorption interstellaires par des profils de Voigt (voir annexe B), au moyen du programme de recuit simulé développé par Martin Lemoine (Lemoine et al. 1995). Étant donnée la résolution spectrale de FUSE, une séparation d’au moins 10 km s^{-1} entre les vitesses radiales des différents nuages était nécessaire. Le tableau 3.4 présente les 13 lignes de visée observées présentant des composantes bien décalées vers le bleu. Pour chaque étoile sont reportées les vitesses radiales héliocentriques des différents absorbants interstellaires détectés. La précision sur ces vitesses est de l’ordre du km s^{-1} . Comme on le voit, si la majorité des nuages sont détectés à des vitesses très proches en Na I et Ca II, certaines composantes ne sont détectées qu’en Ca II. Cet élément est donc un meilleur traceur du milieu interstellaire qui sera détecté en H I par FUSE. Des exemples des spectres obtenus sont présentés sur la figure 3.4.

Dans le tableau 3.5 sont reportées les composantes interstellaires du tableau 3.4 les plus décalées vers le bleu. Lorsqu’une même composante est observée en Na I et en Ca II, c’est la

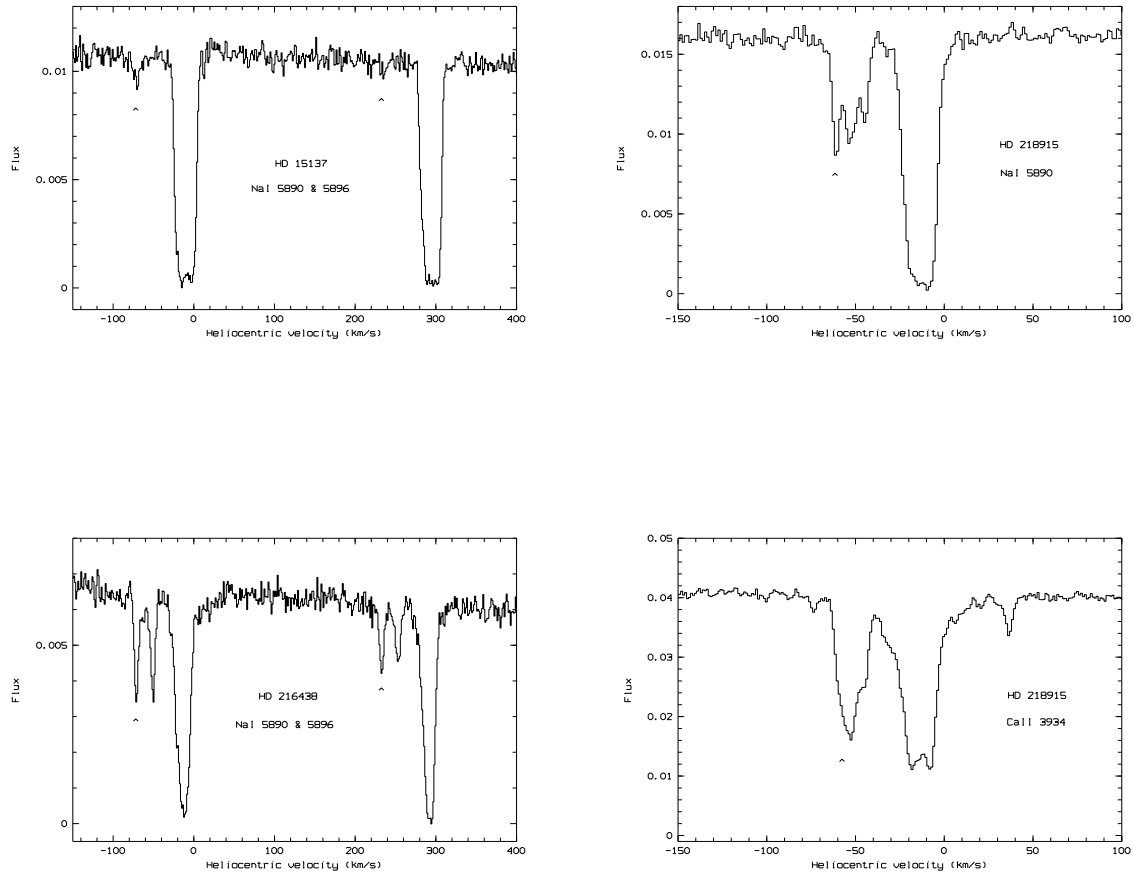


FIG. 3.4 – **Exemples de raies d'absorption interstellaire vers l'antcentre galactique.** Sont représentées les raies interstellaires NaI (5890 et 5896 Å) vers les étoiles HD 15137 et HD 216438, et les raies NaI (5890 Å) et CaII (3934 Å) vers HD 218915. Les absorbants présentant des vitesses fortement négatives (flèches) sont probablement des nuages éloignés situés à la périphérie de la Galaxie.

TAB. 3.4 – **Étoiles sélectionnées vers l’anticentre galactique et composantes interstellaires associées.** *Les composantes interstellaires détectées en NaI et CaII sont identifiées par leurs vitesses radiales héliocentriques, exprimées en km/s.*

étoile	élément	composantes interstellaires									
HD 15137	NaI	-70.1	-21.5	-7.8							
HD 216438	NaI		-70.9	-50.9			-12.4				
	CaII	-90.1	-69.1	-53.4	-43.5	-24.7	-12.1	-1.3			
HD 202124	NaI	-54.9	-40.8	-21.6	-7.4						
HD 236961	NaI	-64.9		-48.9		-29.7		-11.5			
	CaII	-64.9	-56.4	-49.6	-40.3	-33.3	-22.9	-13.1			
HD 218915	NaI		-61.2	-52.8	-44.5		-13.2				
	CaII	-73.3	-59.8	-53.3	-44.3	-30.9	-17.4	-7.7	3.9	36.3	
HD 224257	NaI	-50.2	-13.2								
HD 235874	NaI	-54.3	-41.1	-14.7	0.8						
HD 14434	NaI	-64.8	-52.0	-41.0		-8.7					
	CaII	-66.3	-50.5	-41.4	-15.9	-5.7					
HD 13866	NaI	-66.2	-51.2		-38.3	-27.6		-11.0			
	CaII	-65.8	-54.9	-47.7	-38.2		-20.7	-13.3	-7.0		
HD 13854	NaI	-70.2	-62.2	-52.9	-45.0	-35.1	-18.9	-6.1			
	CaII	-69.8	-59.7	-49.3		-34.0	-19.3	-8.1			
BD +41 80	NaI	-35.9	-6.5								
HD 232522	NaI	-57.1	-49.1	-42.1	-12.9						
HD 73	NaI	-58.2	-48.8	-38.3	-17.1	-2.8	7.7				

vitesse moyenne qui est reportée. En considérant la rotation de la Galaxie, la vitesse v_{rad} de chaque nuage implique une distance d_{rot} , reportée sur le tableau 3.5. Ces distances d_{rot} doivent être comparées aux distances d , essentiellement photométriques, des étoiles (les valeurs de d sont issues des différents catalogues utilisés). La distance d’un nuage interstellaire doit en effet évidemment être inférieure à la distance de l’étoile sur la ligne de visée de laquelle il est observé. Le fait que cette propriété ne soit pas vérifiée pour beaucoup de nuages sur le tableau 3.5 souligne l’imprécision de cette méthode. Cette imprécision est essentiellement due aux mouvements propres de chaque nuage, qui s’ajoutent au mouvement d’ensemble de rotation de la Galaxie. On peut noter également que les distances photométriques d des étoiles reportées dans le tableau 3.5 sont assez imprécises. Il n’est donc pas possible de déterminer avec précision les distances des nuages interstellaires. Les composantes les plus décalées vers le bleu et situées vers l’anticentre de la Galaxie ont cependant statistiquement plus de chances d’être éloignées.

Le tableau 3.6 reporte les lignes de visée situées vers le centre galactique et présentant également des composantes interstellaires isolées et décalées vers le bleu. Comme on l’a vu plus haut, la rotation de la Galaxie n’implique pas pour ces régions des vitesses hautement négatives si les nuages sont très éloignés ; elle implique plutôt des vitesses proches de zéro. On peut d’ailleurs constater que les nuages interstellaires du tableau 3.6 ont des vitesses moins décalées vers le bleu que celles du tableau 3.4. Les vitesses très négatives des nuages observés vers le centre galactique ne peuvent se comprendre que comme des mouvements propres de chaque nuage par rapport au mouvement d’ensemble de rotation de la Galaxie. Les étoiles de la table 3.6 n’en demeurent pas moins des cibles favorables à la mesure de $(D/H)_{ISM}$.

TAB. 3.5 – **Estimation des distances des nuages interstellaires vers l’anticentre galactique.** Pour chaque composante interstellaire à grande vitesse v_{rad} (exprimée en km/s) est reportée la distance correspondante d_{rot} (en kpc) induite par la rotation de la Galaxie.

étoile	l_{II}	b_{II}	d (kpc)	composantes interstellaires à grande vitesse					
HD 15137	137.46	-7.58	3.0	v_{rad} :	-70.1	-21.5			
				d_{rot} :	10	1			
HD 216438	105.72	-5.12	3.1	v_{rad} :	-90.1	-70.0	-52.1	-43.5	-24.7
				d_{rot} :	10	7	4	3	1
HD 202124	87.29	-2.66	4.1	v_{rad} :	-54.9	-40.8	-21.6		
				d_{rot} :	5	4	1		
HD 236961	135.25	-3.16	5.0	v_{rad} :	-64.9	-56.4	-49.2	-40.3	-31.5
				d_{rot} :	8	6	5	4	2
HD 218915	108.06	-6.89	4.1	v_{rad} :	-73.3	-60.5	-53.0	-44.4	-30.9
				d_{rot} :	7	5	4	3	2
HD 224257	115.25	-6.06	2.2	v_{rad} :	-50.2				
				d_{rot} :	4				
HD 235874	101.97	-5.93	2.4	v_{rad} :	-54.3	-41.1			
				d_{rot} :	4	3			
HD 14434	135.08	-3.82	2.2	v_{rad} :	-65.5	-51.2	-41.2		
				d_{rot} :	8	6	4		
HD 13866	134.50	-4.22	2.6	v_{rad} :	-66.0	-53.0	-47.7	-38.2	-27.6
				d_{rot} :	8	6	5	3	1
HD 13854	134.38	-3.91	2.0	v_{rad} :	-70.0	-60.9	-51.1	-45.0	-34.5
				d_{rot} :	9	7	5	4	2
BD +41 80	119.28	-20.48	2.2	v_{rad} :	-35.9				
				d_{rot} :	2				
HD 232522	130.70	-6.71	3.7	v_{rad} :	-57.1	-49.1	-42.1		
				d_{rot} :	7	5	3		
HD 73	114.17	-18.69	2.2	v_{rad} :	-58.2	-48.8	-38.3	-17.1	
				d_{rot} :	4	3	2	1	

TAB. 3.6 – **Étoiles sélectionnées vers le centre galactique et composantes interstellaires associées.** *Les composantes interstellaires détectées sont identifiées par leur vitesse radiale héliocentriques, exprimées en km s^{-1} .*

étoile	l_{II}	b_{II}	él ^t .	composantes interstellaires							
HD 165246	6.40	-1.56	Na I	-51.3	-34.4	-24.8	-14.0	-4.8			
HD 164883	7.68	-0.37	Na I	-46.9	-35.4	-25.7	-21.8	-16.0	-6.5	1.2	
			Ca II		-34.5	-23.4			-10.4	-0.3	6.5 11.1
HD 164844	7.59	-0.36	Na I	-47.4	-33.3	-26.6	-21.4	-15.1	-7.0	3.1	
HD 164032	0.88	-3.24	Na I	-19.2	-11.2	-1.6					
			Ca II			-3.7	12.0				
HD 164492	7.00	-0.25	Na I	-42.2	-25.9	-15.4	-6.0				
HD 164384	6.80	-0.20	Na I	-27.2	-20.8	-5.6	4.8				
HD 164002	7.15	0.46	Na I	-42.2	-35.9	-28.1	-7.0	2.0			
HD 62532	234.83	2.93	Na I	-4.3	7.4	16.9	22.7	30.0	41.8	50.9	64.2
HD 166716	14.85	1.39	Na I	-48.9	-42.5	-29.9	-21.8	-5.0	8.7	16.2	22.9
HD 166689	13.96	0.91	Na I	-46.6	-28.6		-8.8	3.8	11.9		
			Ca II		-32.3	-13.5	-4.2	4.6	15.7	27.5	47.7 59.0
HD 166546	10.36	-0.92	Na I	-58.2	-26.9	-18.4	-7.5	4.6	11.2	57.4	

Une moitié environ des étoiles de ces deux listes (anticentre et centre) ont été réservées pour les deux premiers cycles d’observation de FUSE. Elles seront observées dans le cadre des programmes PI de mesure de $(D/H)_{\text{ISM}}$.

3.2.3 Nébuleuses planétaires

Cette dernière partie présente les nébuleuses planétaires sélectionnées pour être observées avec FUSE, dans le but principal de tenter d’y mesurer une limite supérieure à D/H . Comme on l’a vu, étant brûlé dans les étoiles, le deutérium doit être absent des nébuleuses planétaires. Cependant, aucune observation n’a pour l’instant permis de le vérifier (voir à ce sujet la partie 5.8).

Une méthode pour le faire, et pour placer une limite supérieure observationnelle à D/H , consiste à observer avec FUSE les séries de Lyman H I et D I dans des nébuleuses planétaires, en absorption sur le continu de leur étoile centrale. La confusion avec les absorptions dues au milieu interstellaire situé sur la ligne de visée constitue cependant une difficulté. Les cibles ont donc été choisies de manière à présenter une vitesse radiale fortement décalée vers le bleu, afin de diminuer les risques de confusion. Un flux UV suffisamment élevé constitue le deuxième critère de sélection.

Cette sélection s’est faite notamment à partir des atlas Acker et al. (1992) et Feibelman et al. (1988). Les cibles retenues sont présentées dans la table 3.7, dans laquelle V_{rad}^{\odot} est la vitesse radiale héliocentrique de l’étoile centrale de la nébuleuse planétaire, et $F(1025\text{\AA})$ l’estimation de son flux à 1025 Å. Elles ont toutes été programmées pour être observées avec FUSE.

TAB. 3.7 – Sélection de nébuleuses planétaires.

Cible	PNG (Acker et al. 1992)	α (J2000)	δ (J2000)	V_{rad}^{\odot} (km s ⁻¹)	$F(1025\text{\AA})$ (erg/cm ² /s/Å)
NGC 6543	096.4+29.9	17 58 33.3	+66 37 59	-66.1 ± 0.4	1.5×10^{-11}
NGC 7009	037.7-34.5	21 04 10.8	-11 21 48	-46.6 ± 0.6	3.0×10^{-12}
NGC 6853	060.8-03.6	19 59 36.1	+22 43 00	-41.8 ± 0.8	2.0×10^{-12}
He 2-274	345.2-08.8	17 45 35.5	-46 05 25	-84.1 ± 4.7	2.0×10^{-12}
He 2-138	320.1-09.6	15 56 01.3	-66 09 07	-46.5 ± 3.0	2.0×10^{-12}
NGC 7094	066.7-28.2	21 29 59.4	+12 10 26	-101.1 ± 30.8	1.0×10^{-12}

3.3 Conclusion

Le satellite FUSE a été placé en orbite par une fusée Delta II 7320 lancée avec succès le 24 juin 1999 depuis Cap Canaveral. Le lancement a subi de nombreux retards, dus notamment à la prolongation des tests au sol. Il est à présent en mode de fonctionnement normal et les données arrivent en permanence (Moos et al. 2000).

Ses performances en vol sont présentées par Sahnou et al. (2000). Elles sont, dans l'ensemble, proches de celles attendues. La sensibilité est très bonne ; la surface effective, qui varie en fonction de la longueur d'onde et du canal, vaut environ 10 cm² pour les canaux SiC et 20 cm² pour les canaux LiF (les flux sont calibrés sur des naines blanches). La lumière parasite est très faible (moins de 1 coup/cm²/s) ce qui rend la calibration du niveau zéro relativement bonne.

Une dérive de la calibration en longueur d'onde est observée sur les spectres d'une exposition à l'autre. Plus importante que prévue, elle peut atteindre 0.1 Å. Étant corrélée avec la direction pointée et l'orientation du satellite par rapport au Soleil, elle a été expliquée par des effets thermiques entraînant des petites rotations des miroirs et des réseaux. Elle a ainsi pu être corrigée, les dérives après correction étant inférieures à 0.015 Å. L'alignement entre les quatre canaux est réalisé pour les fentes grande et moyenne (LWRS et MDRS). Un an après le lancement, il est encore assez instable pour la petite fente (HIRS), du fait de ces dérives.

La calibration en longueur d'onde est réalisée à partir d'observations d'objets célestes (il n'y a pas de lampe de calibration embarquée) ; elle ne permet pas de mesurer les vitesses radiales héliocentriques absolues à mieux que ~ 50 km s⁻¹. La résolution spectrale obtenue, que ce soit avec les fentes LWRS ou MDRS, est de l'ordre de $R = 20\,000$. L'utilisation de la fente HIRS et la correction de l'astigmatisme (non encore réalisée) devraient permettre à terme d'augmenter cette valeur.

Des informations supplémentaires concernant FUSE peuvent être trouvées dans le *FUSE Observers's Guide* (Blair et al. 2000) et sur Internet à l'adresse suivante : <http://www.iap.fr/Fuse>.

Le chapitre suivant présente les premières analyses des observations de FUSE réalisées au cours de ma thèse.

Chapitre 4

Analyse des premières observations de FUSE

Les premiers spectres des programmes scientifiques de FUSE ont été obtenus à la fin de l'année 1999. Ce chapitre présente les premières études de lignes de visée que j'ai pu mener dans le cadre des programmes de mesure de l'abondance du deutérium.

Les premiers mois d'observation de FUSE n'ont pas permis d'identifier de cibles favorables à la mesure de $(D/H)_{\text{ISM}}$. Une partie de ces premières investigations infructueuses sont relatées dans la section 4.2. Bien qu'elles n'aient pas mené à des résultats sur l'abondance du deutérium, elles ont permis de mettre en évidence les problèmes à résoudre avec les données de FUSE et de mettre au point les méthodes d'analyse.

Ces méthodes ont pu être mises en œuvre quelques mois plus tard, lorsque des spectres présentant des détections des raies du deutérium dans le milieu interstellaire ont été obtenus. La partie 4.3 présente l'étude de six étoiles sur les lignes de visée desquelles ces raies ont été détectées.

La partie 4.1 décrit tout d'abord la méthode utilisée.

4.1 Méthode

Pour une transition donnée d'un élément chimique E dans un niveau d'ionisation donné, chaque composante interstellaire (nuage) présente sur une ligne de visée produit une raie en absorption. Celle-ci peut être modélisée par un profil de Voigt, qui est fonction de paramètres atomiques et de paramètres propres au nuage (voir annexe B). Les paramètres atomiques sont essentiellement la longueur d'onde, la force d'oscillateur et la largeur naturelle de la transition (durée de vie, ou probabilité de transition spontanée). Les paramètres propres au nuage interstellaire sont au nombre de quatre :

- sa vitesse radiale v (exprimée en km s^{-1}),
- sa température T (K),
- sa vitesse de turbulence σ (km s^{-1}),
- et la densité de colonne N_E (cm^{-2}) de l'élément E .

Si la ligne de visée est constituée de n composantes interstellaires distinctes, chaque nuage produit une raie ; le nombre de paramètres passe donc à $4n$.

En utilisant des transitions dont les paramètres atomiques sont relativement bien connus, on peut déterminer les paramètres des nuages en ajustant les raies en absorptions par des

profils de Voigt, et remonter notamment aux abondances. Pour les espèces atomiques et ioniques, les paramètres atomiques utilisés proviennent essentiellement des compilations de Morton (1991 & 1999). Pour les raies moléculaires, les données proviennent de la compilation faite par Roueff (1999).

Aux valeurs des paramètres obtenues lors d'un ajustement sont associés des incertitudes. Celles-ci sont d'une part d'ordre statistique, c'est-à-dire liées au bruit sur la mesure de chaque pixel et au nombre total de pixels sur le spectre, et d'autre part d'ordre systématique, c'est-à-dire liées aux hypothèses faites lors de l'ajustement.

La qualité statistique d'un ajustement est quantifiée par la valeur du χ^2 , c'est-à-dire la somme quadratique sur tous les pixels des différences (normalisées par les erreurs) entre l'ajustement et les valeurs mesurées. Le χ^2 doit être du même ordre de grandeur que le nombre de degrés de liberté (égal à la somme du nombre de pixels et de paramètres dans l'ajustement). Suivre la valeur minimale du χ^2 en fonction d'un paramètre de l'ajustement permet de quantifier l'erreur statistique sur sa mesure; par rapport au minimum global, une augmentation du χ^2 de 1 correspond à une barre d'erreur à 1σ , $\Delta\chi^2 = 4$ correspond à 2σ , $\Delta\chi^2 = 9$ correspond à 3σ , etc. Cette "méthode du $\Delta\chi^2$ " est rigoureusement juste si les erreurs sont gaussiennes et les pixels non-corrélés.

Les erreurs systématiques sont par nature moins aisées à quantifier. Dans tout type de mesure, une première source d'erreur systématique est liée à l'instrument et aux données elles-mêmes. Dans le cas des données FUSE, ces erreurs peuvent être de plusieurs natures :

- **Calibration en longueur d'onde**

Comme mentionné plus haut, la calibration en longueurs d'onde des spectres de FUSE souffre d'une imprécision significative, due essentiellement à l'absence de lampe de calibration et aux dérives thermiques. Les spectres peuvent être décalés les uns par rapport aux autres. Ils présentent également des "étirements" variables, c'est-à-dire des dilations et des contractions de l'échelle des longueurs d'onde. Ces incertitudes entraînent une imprécision sur la détermination des vitesses absolues, voire des vitesses relatives d'une raie par rapport à l'autre. Elles peuvent également déformer le profil d'une raie si un étirement significatif se produit sur une petite échelle. Il est important de noter que pour un même canal, les différentes expositions présentent des décalages mais plus rarement des étirements différents. Ceux-ci diffèrent par contre assez systématiquement entre les expositions de différents canaux. Ainsi, si il est possible de moyenner les différentes expositions d'un même canal après avoir corrigé les décalages, il n'est en général pas possible de simplement moyenner les expositions des différents canaux (cela est également rendu difficile par la variation de la résolution spectrale d'un canal à l'autre; voir plus bas).

- **Calibration en flux**

La calibration en flux est assurée à partir de l'observation de cibles de référence, ce qui constitue une source possible de systématique. Dans le cas de l'ajustement de raies interstellaires, les effets les plus gênants sont surtout les variations à petite échelle. Une oscillation de quelques pixels de longueur d'onde est notamment présente sur les spectres de FUSE (*fixed pattern noise*). Le pipeline ne comporte pas pour l'instant de procédure de "champ plat" capable de corriger cet effet, qui peut donc altérer les profils des raies.

- **Niveau de zéro**

Il s'agit du niveau réel de flux nul, qui peut être mal estimé par la calibration du fait d'éventuels parasites (lumière diffusée, bruit électronique). Une erreur sur le niveau de zéro entraîne une erreur sur l'estimation de l'intensité de l'absorption.

– **Fonction d'appareil** (ou PSF, pour *Point Spread Function*)

Les raies observées sont des profils de Voigt convolués par la fonction d'appareil du spectroscopie (sa réponse impulsionnelle). Le résultat dépend donc du choix de cette fonction. La forme de la PSF de FUSE en vol, différente de celle déterminée par les mesures effectuée avant le lancement, est fonction du canal et de la longueur d'onde. Si on la modélise par une gaussienne, ce qui constitue une relativement bonne approximation, la largeur de cette gaussienne, qui donne la résolution spectrale de l'instrument, constitue une nouvelle source d'erreurs systématiques.

– **Extraction des spectres**

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour extraire des spectres 1D calibrés à partir des images brutes des détecteurs. Le pipeline CALFUSE est régulièrement amélioré et celui-ci utilise de plus des fichiers de calibrations mis à jour au fur et à mesure. Il existe enfin différentes façons de combiner les expositions, éventuellement les canaux ou des observations différentes, en corrigeant les décalages, les étirements ou en pondérant les données. Des effets systématiques peuvent ainsi apparaître.

D'autres sources d'erreurs systématiques sont d'ordre astrophysique :

– **Structure interstellaire de la ligne de visée**

Plusieurs composantes interstellaires peuvent être présentes sur une ligne de visée mais ne pas être séparées si l'écart entre leurs vitesses radiales est plus faible que la résolution spectrale ($\sim 15 \text{ km s}^{-1}$ pour FUSE). De tels effets peuvent entraîner des erreurs sur la vitesse de turbulence, et surtout sur les densités de colonne des raies saturées.

– **Continu stellaire**

Les raies interstellaires s'observent en absorption sur des continus, généralement stellaires. Une connaissance *a priori* des continus est donc nécessaire. Les cibles sont choisies de telle manière qu'elles présentent des continus relativement plats dans le voisinage des raies interstellaires recherchées. Cela n'est cependant pas toujours possible et notamment, les cibles dont les observations sont rapportées ci-dessous présentent des raies d'absorption photosphérique large dans la série de Lyman. Il est donc nécessaire de faire appel à des modèles stellaires pour pouvoir remonter aux contributions interstellaires. Des raies métalliques photosphériques plus faibles et étroites peuvent également être présentes dans certains cas. Aux erreurs systématiques qui peuvent être associées à ces modèles peut également s'ajouter l'incertitude sur le décalage en vitesse entre les raies interstellaires et stellaires, susceptible d'altérer le profil des raies interstellaires.

– **Émissions géocoronales**

FUSE étant en orbite assez basse, des émissions géocoronales (*Airglow*) excitées dans l'atmosphère terrestre par la lumière du Soleil diffusée sont visibles dans le domaine de FUSE (voir figure 4.1). La plus intense est à Lyman β . D'autres raies, moins intenses, sont également présentes, comme les raies H I suivantes de la série de Lyman, des raies de O I et N I, et deux raies He I (537 et 584 Å) qui apparaissent dans le second ordre du spectre, soit aux longueurs d'onde 1074 et 1168 Å. En plus de ces raies géocoronales proprement dites, on peut noter les raies solaires très intenses C III (977 Å) et O VI (1034 Å), qui peuvent être diffusées et apparaître sur les spectres. Le flux de toutes ces émissions diffuses est proportionnel à la surface de la fente. Il dépend également de la distance angulaire au Soleil, voire même de l'activité solaire. Une émission géocoronale mal corrigée peut entraîner une mauvaise connaissance du niveau de zéro et des altérations des profils de raies.

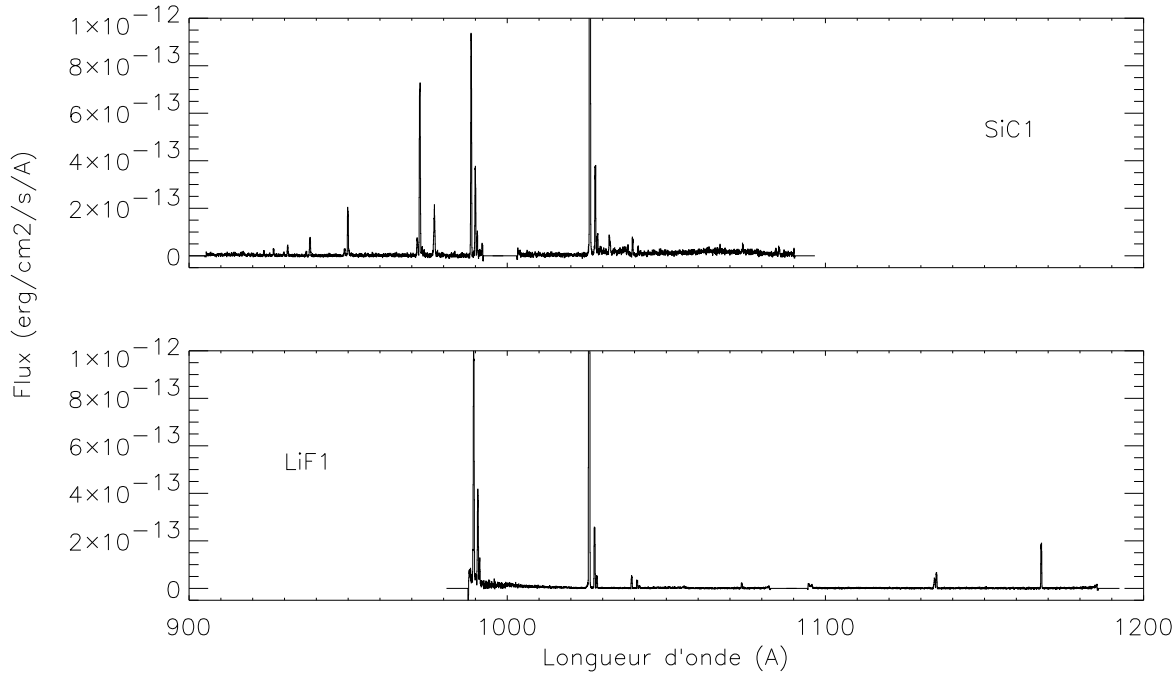


FIG. 4.1 – **Spectre FUSE de la géocouronne.** *Diverses raies en émission sont visibles, la plus intense étant Lyman β (1025 Å), dont le pic central atteint $\sim 1 \times 10^{-11}$ erg/cm²/s/Å sur ce spectre, traité par Ed Murphy de JHU. Il a été obtenu de jour et dans la fente LWRs; il donne ainsi une estimation du flux maximal des émissions géocoronales. Celles-ci seront moins intenses sur un spectre réalisé de nuit ou dans une fente plus petite (HIRS ou MDRS).*

Enfin, peuvent s'ajouter à ces sources d'erreurs instrumentales et astrophysiques des erreurs systématiques d'ordre physique, liées aux erreurs éventuelles sur les longueurs d'onde λ , les forces d'oscillateur f et les durées de vie τ des transitions.

Les ajustements des spectres de FUSE présentés dans ce chapitre ont été réalisés au moyen du programme **Owens**, développé par Martin Lemoine. Ce programme permet d'ajuster simultanément par des profils de Voigt (convolués par des fonctions d'appareil) les raies de plusieurs éléments dans différentes fenêtres spectrales par minimisation du χ^2 , **Owens** permet donc de trouver la meilleure solution (du point de vue statistique) compatible avec un jeu de données tout en admettant des hypothèses basiques, à savoir que d'une part toutes les raies d'une composante donnée doivent fournir les mêmes valeurs pour ν , T et σ , et d'autre part que toutes les raies d'un élément E dans une composante donnée (et dans un niveau d'ionisation donné) doivent fournir la même valeur de N_E . La largeur des raies dépend de T et de σ ; ces deux paramètres ne peuvent être déterminés séparément que si des éléments de masses différentes sont ajustés simultanément.

D'autres paramètres peuvent être également ajustés, en plus des paramètres des profils de Voigt. Il s'agit essentiellement :

- du continu, modélisé par un polynôme de degré ≤ 4 ,
- du niveau de zéro, qui peut être ajusté par une constante pour chaque fenêtre spectrale,
- du décalage relatif en longueur d'onde de chaque fenêtre par rapport aux autres.
- de la largeur de la fonction d'appareil (si celle-ci est choisie de forme gaussienne ou triangulaire),

Lors des calculs d'ajustement, tous ces paramètres peuvent être soit fixés, soit laissés libres. Il est également possible de fixer des relations entre paramètres, comme par exemple un rapport d'abondance ou un décalage en vitesse entre deux composantes.

Le suivi des variations du χ^2 permet de déterminer les barres d'erreur statistiques. Certains effets systématiques (décalages entre fenêtres spectrales, niveaux de zéro, largeurs des PSF, continus) étant des paramètres libres dans les ajustements, on peut considérer que les barres d'erreur qui leur sont associées sont au moins en partie comprises dans celles obtenues à partir du χ^2 .

Ce suivi est présenté dans la suite par des “courbes de $\Delta\chi^2$ ” en fonction d'un paramètre P de l'ajustement (typiquement, $N(\text{D I})$, $N(\text{O I})$ ou D/O). Ces courbes ont été obtenues en réalisant des ajustements en partant de la solution à χ^2 minimum, dans lesquels ce paramètre P était successivement fixé à différentes valeurs.

La valeur du χ^2 d'un ajustement est calculée en normalisant avec les erreurs statistiques attachées à chaque pixel, ces dernières étant calculées par le pipeline. Appliquer la méthode du $\Delta\chi^2$ présuppose donc que ces erreurs sont correctement estimées. Les variations des paramètres dans les ajustements se font de plus de manière discrète. Enfin, les variations du χ^2 en fonction de P peuvent présenter des discontinuités, dans le cas où un paramètre autre que P change brutalement de valeur pour minimiser le χ^2 avec la contrainte sur P . De par tous ces effets, la valeur calculée du χ^2 présente également une certaine barre d'erreur. Une barre d'erreur à 1σ obtenue à partir de $\Delta\chi^2 = 1$ est ainsi assez peu fiable. Il est plus sûr de déterminer la barre d'erreur à, par exemple, 5σ ($\Delta\chi^2 < 25$) puis de la diviser par 5. Les barres d'erreur à 1σ présentées dans ce chapitre ont en fait été obtenues à partir de la comparaison des valeurs correspondant à $\Delta\chi^2 = 49, 36, 25, 16$ et 9 .

Certains des effets systématiques énumérés ci-dessus ne peuvent cependant pas être aisément traduits en paramètres libres dans les ajustements. La méthode qui a été retenue afin de minimiser leur effet est d'ajuster simultanément le plus de raies possibles. En effet, le domaine de FUSE comporte de nombreuses transitions, chacune observée par un, deux, trois ou quatre canaux ; il y a donc énormément d'information disponible. Certaines cibles ont même donné lieu à plusieurs observations, avec parfois des fentes différentes.

Travailler sur tous les canaux disponibles en même temps permet de réduire ces erreurs systématiques, et même dans certains cas d'identifier des artéfacts lorsque, par exemple, un motif spectral apparaît sur un canal mais pas sur les autres. Ajuster toutes ces raies simultanément va donc avoir tendance à diminuer les effets systématiques *a priori* variables d'une raie à l'autre, à savoir : les paramètres atomiques (λ , f et τ), les continus, les décalages spectraux entre les fenêtres, les niveaux de zéro, la largeur des PSF, la méthode d'extraction des spectres, et la calibration en flux. Sur ce dernier point, il est à noter que les décalages (typiquement quelques pixels) appliqués aux expositions avant leur somme permet de réduire l'amplitude du *fixed pattern noise*, celui-ci étant fixe par rapport au détecteur.

Deux effets systématiques ne sont cependant pas pris en compte par cette méthode. Le premier est l'incertitude sur le nombre de composantes interstellaires, qui est généralement le même pour toutes les raies de l'ajustement ; il convient donc de tester plusieurs solutions en

faisant varier ce paramètre. Le deuxième est l'effet de la géocouronne ; une solution peut être de ne pas sélectionner pour les ajustements les expositions faites de jour ou les régions proches des émissions géocoronaux trop intenses.

Enfin, le programme **Owens** admet comme hypothèse que toutes les raies d'une même composante interstellaire sont compatibles avec une unique valeur de T et de σ . Cette condition peut ne pas se vérifier si un nuage possède des parties présentant des niveaux d'ionisation très différents. Il convient alors de séparer en différentes composantes les parties, typiquement, moléculaires, atomiques et ionisées d'un même nuage. Un autre problème peut survenir si une composante H I très ténue est présente sur une ligne de visée sans contrepartie dans les autres éléments, bien moins abondants. De telles structures, de type "*Hydrogen Wall*" (Linsky & Wood 1996), sont très difficiles à détecter.

D'une manière générale, les risques d'erreurs systématiques sont moins importants lorsque l'on ajuste des raies non saturées ; les densités de colonne dépendent alors beaucoup moins de la PSF ou du nombre de composantes réellement présentes sur la ligne de visée. Elles sont également peu sensibles à la température et à la turbulence. Aussi, pour certaines lignes de visée dont les premières analyses sont présentées dans ce chapitre, les raies les plus saturées n'ont pas été prises en compte dans les ajustements.

Les raies de l'hydrogène de la série de Lyman sont systématiquement saturées. Les densités de colonne de H I sont donc relativement mal déterminées. Elles sont également dans certains cas très dépendantes des modèles photosphériques utilisés. Les mesures de $N(\text{H I})$ obtenues jusqu'à présent avec FUSE sont restées assez imprécises. Il a donc été choisi dans la plupart des cas de ne pas inclure les raies de H I dans les ajustements finaux et de mesurer D/O plutôt que D/H, O I étant considéré comme un bon traceur de H I.

4.2 Cibles peu favorables à la mesure de D/H

4.2.1 Ligne de visée de He 2-138

He 2-138 (PN G 320.1-09.6) est une nébuleuse planétaire située à 1600 pc (parallaxe de 0.62 mas). Ses coordonnées sont $\alpha = 15\ 56\ 01.3$, $\delta = -66\ 09\ 07$ (J2000). Son étoile centrale, de magnitude $V = 10.9$ a été observée le 21 septembre 1999, assez tôt après le lancement (observation I9040401). La cible, observée dans la fente LWRS et en mode TTAG, se trouvait alors dans la CVZ (*Continuous Viewing Zone*) ce qui a permis de réaliser près de deux heures de pose en seulement deux expositions. Les canaux SiC n'étaient pas alignés. Seuls les spectres LiF1 et LiF2 ont été extraits, avec la version 1.5.3 de CALFUSE. Ces deux spectres ont été sommés, différents décalages étant appliqués entre eux deux suivant la longueur d'onde afin de ne pas trop dégrader la résolution spectrale du fait des étirements.

La majorité des raies étant dédoublées, les ajustements de ce spectre ont été réalisés avec deux composantes distinctes, l'une dite *bleue*, l'autre *rouge*. De nombreuses raies de H_2 sont visibles, des niveaux rotationnels $J = 0$ à $J = 6$ pour la composante bleue, et de $J = 0$ à $J = 4$ pour la composante rouge. Les espèces Ar I, N I, O I et Fe II ont également été prises en compte dans l'ajustement, qui comprenait ainsi 75 raies différentes (dont la majorité avec une structure double) sur 40 fenêtres spectrales. L'ajustement de quatre de ces 40 fenêtres est tracé sur la figure 4.2.

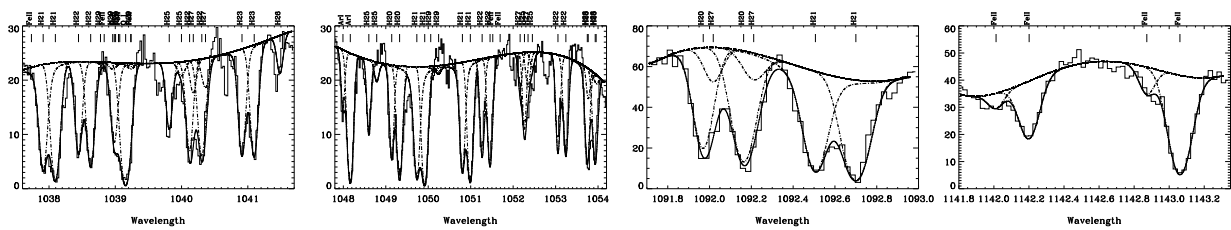


FIG. 4.2 – **Ajustement de raies vers He 2-138.** *Les données sont tracées en type histogramme ; l'ajustement est en ligne pleine, les lignes pointillées traçant chaque raie de chaque composante. Les espèces sont repérées sur le haut de la figure [H20 pour H₂ (J = 0), H21 pour H₂ (J = 1), etc.].*

L'écart entre ces deux composantes vaut $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$. La vitesse héliocentrique de cet objet étant $-46.5 \pm 3.0 \text{ km s}^{-1}$, il est très probable que la composante bleue soit due à l'absorption du gaz de la nébuleuse planétaire elle-même, la composante rouge étant due au milieu interstellaire présent sur la ligne de visée. Si cela est vrai, cette observation constitue la première détection d'hydrogène moléculaire en absorption dans une nébuleuse planétaire. La densité de colonne obtenue est de l'ordre de quelques 10^{18} cm^{-2} , en accord avec les observations de H₂ en émission faites dans des nébuleuses planétaires avec ISO [voir par exemple Cox et al. (1998)]. Les raies de H₂ vues par FUSE sont cependant saturées.

Cette cible apparaissant favorable à la détermination d'une limite supérieure à D/H dans une nébuleuse planétaire, elle a été re-programmée afin d'être observée également avec les canaux SiC.

Cette nouvelle observation (P1042801) a été réalisée le 29 mars 2000 dans la fente LWRS et en mode TTAG. 11 expositions d'un quart d'heure à une heure chacune ont été réalisées, pour un temps de pose total de plus de cinq heures et demi. Les spectres ont été extraits avec la version 1.6.9 de CALFUSE et les expositions moyennées pour chaque canal. Les spectres finaux sont reproduits sur la figure 4.3.

Comme on peut le voir, ce spectre est excessivement riche en raies. La majorité sont des raies de H₂ ; la série de Lyman de H I est difficilement visible. Cette quantité de raies a rendu l'analyse de ce spectre très problématique. Il n'a pas été possible de réaliser un ajustement satisfaisant, notamment des raies de Lyman, qui semblent présenter une absorption supplémentaire en plus des deux composantes identifiées dans les autres espèces.

L'aspect du spectre à la position attendue des raies de D I est de plus très peu favorable à la mesure d'une limite sur $N(\text{D I})$ voire à une éventuelle détection. Sur la figure 4.4 sont représentées les premières raies de Lyman. La ligne pointillée verticale est placée à la position attendue pour les raies D I de la composante bleue ; cette vitesse est déterminée à partir de l'ajustement des raies voisines. Comme on peut le voir, le flux est très proche de zéro pour les premières raies de la série ; ces raies ayant les forces d'oscillateur les plus grandes, ce sont elles qui sont susceptibles de donner les limites supérieures les plus basses à D/H. Additionné à la confusion de toutes ces raies D I avec des raies de H₂ et de O I, il semble très difficile de poser une limite crédible à D/H dans cet objet.

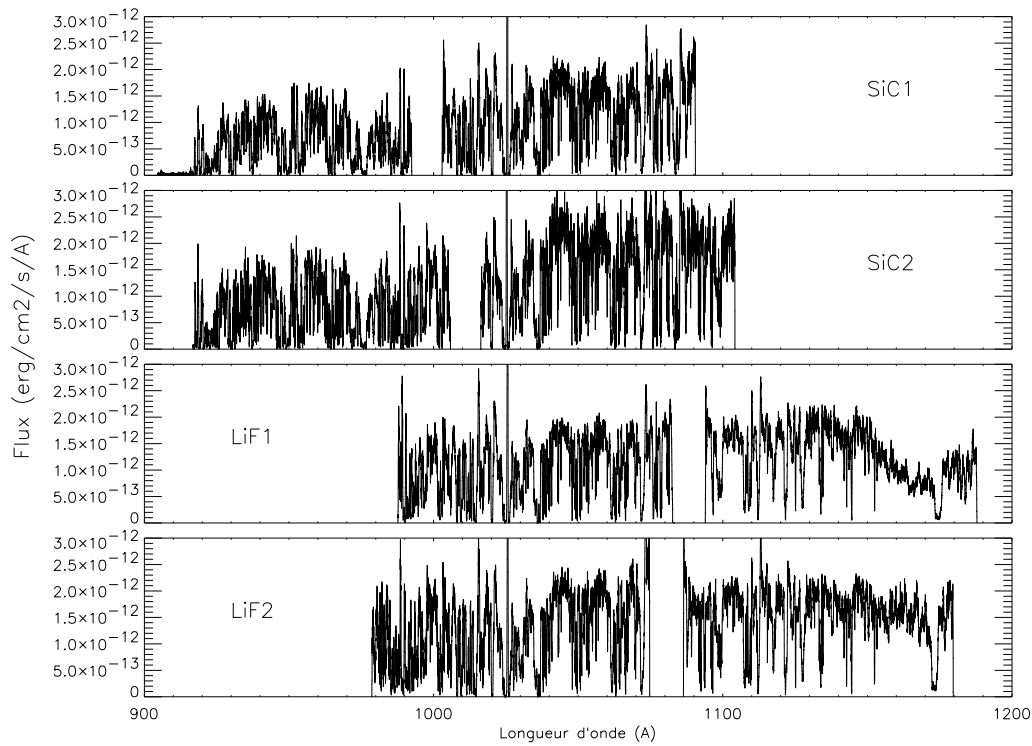


FIG. 4.3 – Spectre FUSE de He 2-138.

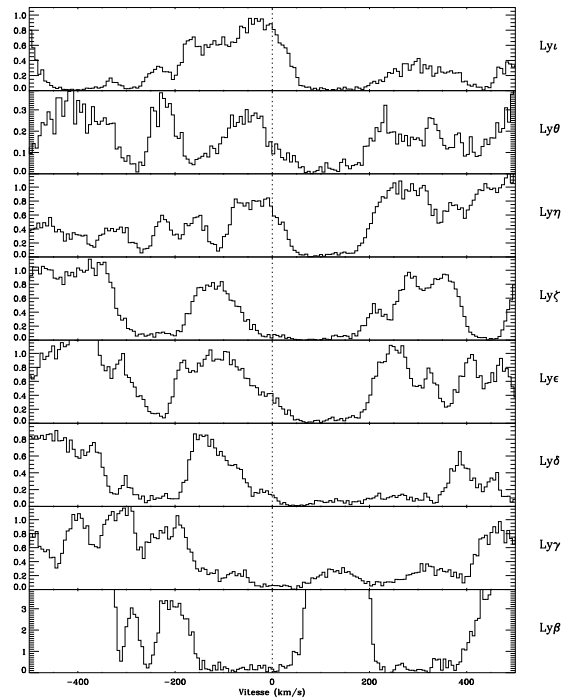


FIG. 4.4 – Raies de Lyman vers He 2-138. La ligne pointillée verticale indique l'emplacement des raies D1 propres à la nébuleuse planétaire.

4.2.2 Ligne de visée de K1-16

Observation

K1-16 (WD 1821+643) est l'étoile centrale de la nébuleuse planétaire PN G094.0+27.4. Il s'agit d'une étoile de type "PG 1159". Sa magnitude est $V = 15.1$ et sa distance $d \simeq 1$ kpc (Acker et al. 1992). Ses coordonnées sont $\alpha = 18\ 21\ 52.2$, $\delta = +64\ 21\ 53$ (J2000). Sa température de surface est $T_{\text{eff}} = 140000$ K et sa gravité $\log g = 6.1$ (Werner et al. 1997).

Cette observation (I8110313) a été réalisée le 15 octobre 1999 afin d'aligner les quatre canaux, dans le cadre des programmes de contrôle en orbite. Le traitement a été réalisé avec la version 1.6.3 de CALFUSE. D'une exposition à l'autre, la zone pointée était décalée d'une seconde d'angle (en x ou en y) afin de balayer une région du ciel contenant la fente (LWRS en l'occurrence). Cette observation ayant été réalisée en mode TTAG, chaque photon a pu être décalé afin de corriger ces *offsets* et maintenir la résolution spectrale. La cible se trouvait réellement dans la fente pour une trentaine d'expositions, l'observation de K1-16 représentant finalement environ 40 ksec d'exposition.

Les canaux n'étant pas parfaitement alignés, la durée au cours de laquelle la cible était effectivement dans la fente varie d'un canal à l'autre. La caméra de guidage étant sur le canal LiF1, c'est ce spectre qui présente la plus longue exposition effective, les canaux SiC présentant les plus courtes. De fortes émissions géocoronales sont visibles sur ces spectres, en H I mais également en O I. Afin de les réduire, seules les expositions réalisées de nuit ont été gardées pour les spectres SiC (la majorité des raies H I et O I se trouvent sur les canaux SiC). Les temps de pose effectifs des spectres finalement utilisés dans l'analyse sont reportés dans le tableau 4.1.

TAB. 4.1 – Temps d'exposition des spectres de K1-16.

Canal	Temps d'exposition
SiC1	8 ksec
SiC2	1 ksec
LiF1	38 ksec
LiF2	32 ksec

Les expositions ont été recalées afin de corriger les décalages en longueur d'onde. Elles ont alors été sommées pour chacun des canaux, avec un poids correspondant à leur temps de pose. Les quatre spectres finalement obtenus (un par canal, chacun divisé en deux segments) sont présentés sur la figure 4.5.

Ce spectre contient des motifs dus à l'étoile observée, des absorptions interstellaires et des émissions d'origine nébulaire. La série de Lyman de H I apparaît assez clairement pour les faibles longueurs d'onde, en dessous de $950\ \text{\AA}$ et jusqu'à la discontinuité. On peut voir également la forte émission géocoronale à Lyman β .

Analyse

Les spectres utilisés pour les ajustements ont été ré-échantillonnés par 4 pixels et normalisés par 1×10^{-12} erg/cm²/s/Å. Les fenêtres spectrales contenant les raies des espèces suivantes ont été sélectionnées : H I, D I, N I, O I, Fe II, Si II, Ar I, Ar II, P II, S III et N II, ainsi que les niveaux $J = 0$ à $J = 5$ de H₂ (ces raies sont notées H20 à H25 sur les figures dans la suite). Au final, les ajustements contenaient 89 fenêtres réparties sur les 4 canaux, contenant au total près de 800 raies, dont environ 500 de H₂. Dans les faits, seulement la moitié de ces raies influe vraiment sur

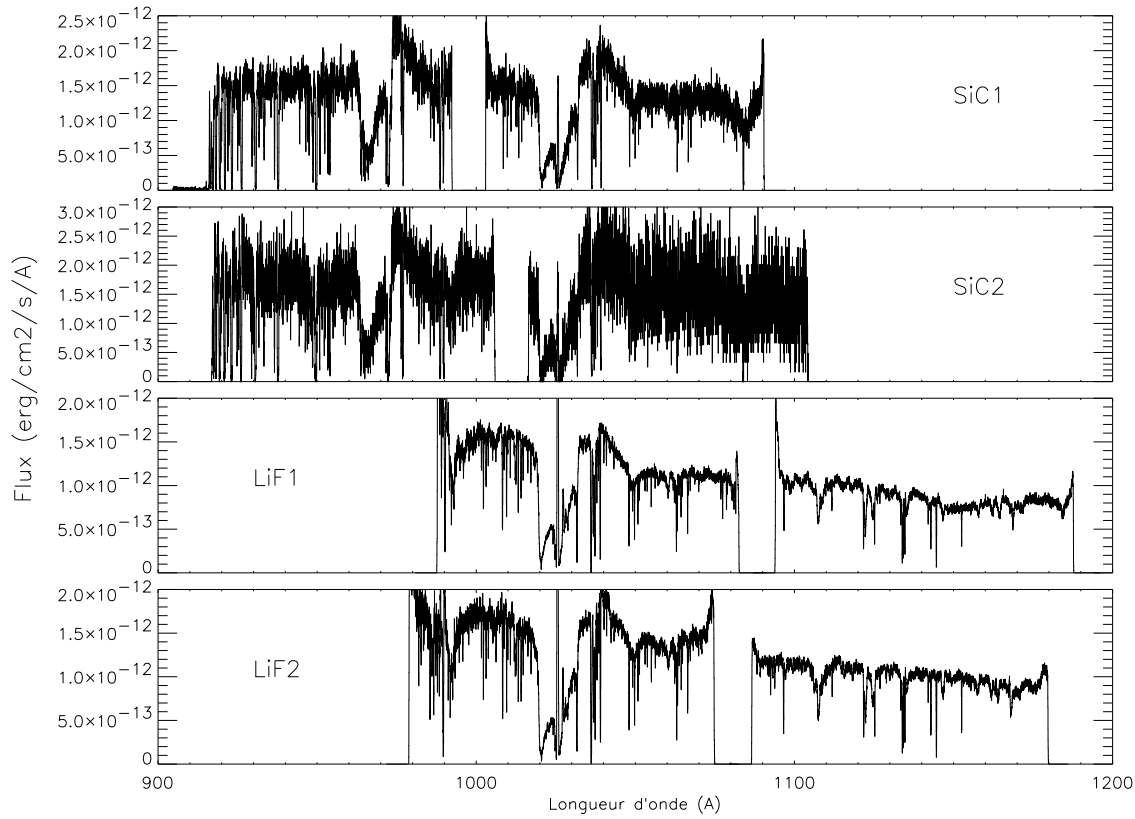


FIG. 4.5 – Spectre FUSE de K1-16.

l'ajustement, les autres étant très faibles en terme de flux et donc négligeables. Les ajustements de certaines fenêtres sont reproduits en annexe sur la figure A.1.

Les densité de colonne obtenues pour le meilleur ajustement sont $N(\text{H I}) \simeq 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ et $N(\text{D I}) \simeq 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. La précision sur ces valeurs est cependant sans doute assez faible, et ce pour diverses raisons.

Tout d'abord, comme on peut le voir sur la figure 4.6, les raies du deutérium ne sont pas résolues. Leur détection est établie au moins jusqu'à Lyman η mais elles n'apparaissent que comme un excès d'absorption dans les ailes bleues des raies Lyman de l'hydrogène. Les profils des raies D I et H I sont donc très dépendants l'un de l'autre.

La raie Lyman γ a de plus un profil étrange (voir figure 4.7). L'absorption obtenue lors des ajustements, donc en accord avec toutes les autres raies de Lyman, est incompatible avec les données. La différence semble indiquer la présence d'une émission supplémentaire dans le fond de la raie et dans son aile bleue. Des émissions de la nébuleuse planétaire elle-même sont attendues à cette position. Elles sont d'ailleurs observées sur les expositions réalisées alors que l'étoile était en dehors de la fente, et donc que seul le spectre de la nébuleuse planétaire était observé. Ces émissions nébulaires ne sont cependant pas assez intenses pour pouvoir expliquer des excès aussi importants que celui observé dans l'aile bleue de Lyman γ . Elles introduisent en tous cas de possibles nouveaux effets systématiques, très mal maîtrisés.

Les raies Lyman β , enfin, sont également assez complexes (voir figure 4.8). Elles sont tout d'abord fortement perturbées par les émissions géocoronales de H I (1025 Å) et O I (1027 Å et 1028 Å) – les pixels correspondants ne sont pas pris en compte dans les ajustements. Mais

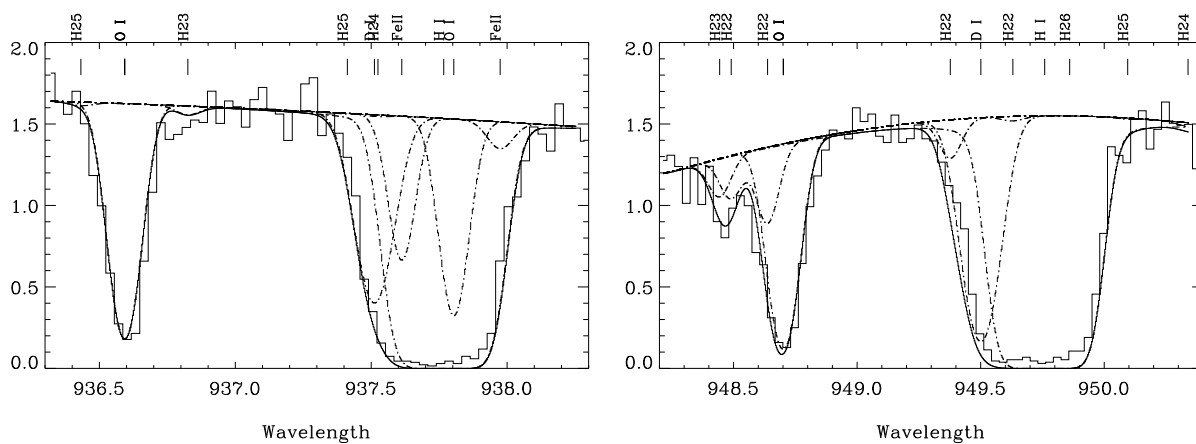


FIG. 4.6 – Ajustement de raies Lyman δ et Lyman ϵ vers K1-16 (spectres SiC1).

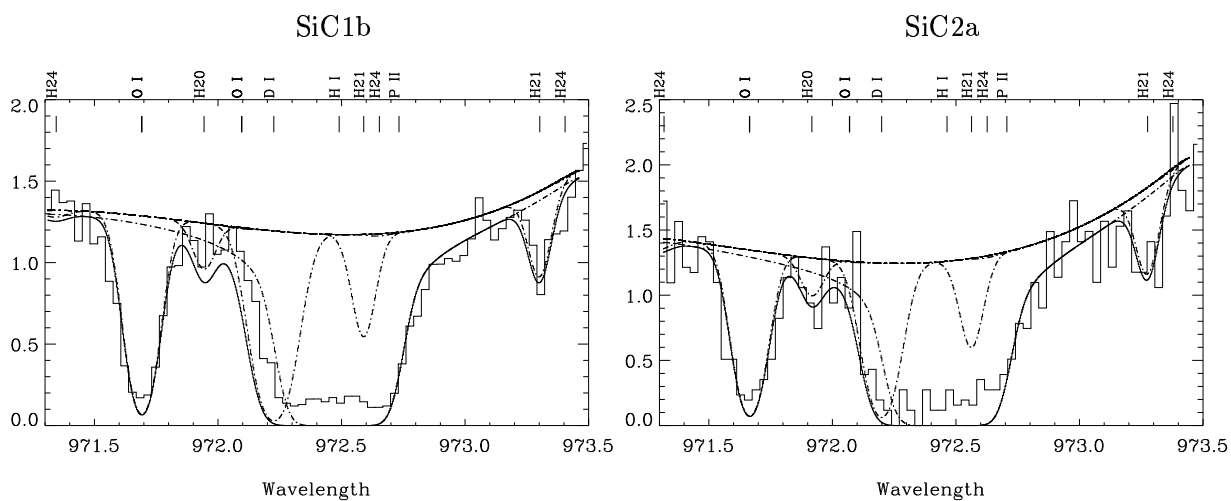


FIG. 4.7 – Ajustement des raies Lyman γ de K1-16.

de plus, le continu (polynôme de degré 4) ajusté pour reproduire le spectre a une forme très irrégulière. Il reproduit en fait le profil P-Cygni du doublet O VI, déjà visible sur la figure 4.5 (de même que le profil P-Cygni de la raie C III à 977 Å). Ces profils ont déjà été observés dans cette étoile avec l'instrument HUT (Kruk & Werner 1998). Ils font apparaître des vitesses terminales du vent $v_\infty \simeq -4000 \text{ km s}^{-1}$. Le polynôme reproduit l'allure du doublet O VI. L'écart mesuré entre la coupure de la raie O VI bleue (visible sur le spectre) et de la raie O VI rouge (modélisée par le polynôme, à la position de Lyman β), vaut $\sim 6 \text{ Å}$, le décalage théorique entre les deux raies étant de 5.7 Å . Quoiqu'il en soit, ce polynôme est un modèle trop peu élaboré pour reproduire un profil P-Cygni.

Tous ces processus, qui peuvent être à l'origine de nombreux effets systématiques supplémentaires, font de K1-16 une cible peu favorable à la mesure de D/H.

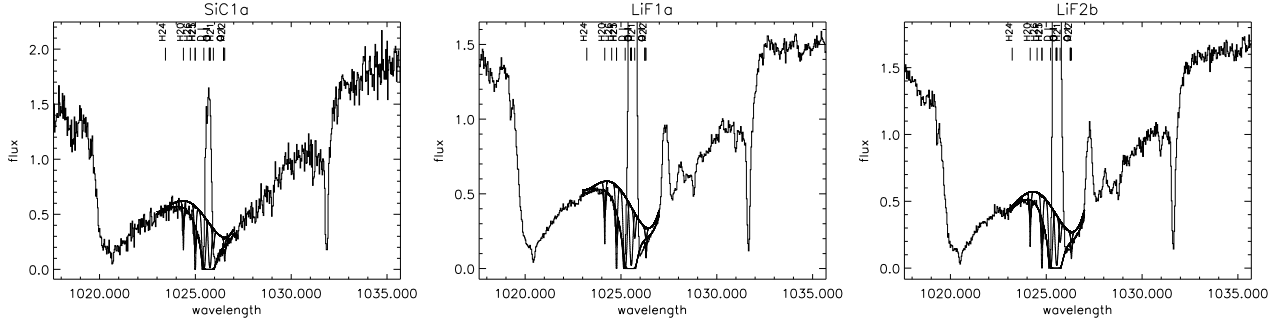


FIG. 4.8 – Ajustement des raies Lyman β de K1-16.

4.2.3 Ligne de visée de WD 1202+608

Observation

L'étoile WD 1202+608 (GD 314, Feige 55) à été observée le 29 décembre 1999 dans le cadre du programme de mesure de D/H dans le milieu interstellaire local (P104). Il s'agit d'une naine blanche de type DAO, située à environ 200 pc. Sa magnitude est $V = 13.6$ et ses coordonnées sont $\alpha = 12\ 04\ 38.7$, $\delta = +60\ 32\ 07$ (J2000). Sa température de surface est $T_{\text{eff}} = 58300$ K et sa gravité $\log g = 7.15$ (Bergeron et al. 1994).

L'observation (P1042105) a été réalisée en mode TTAG et dans la fente MDRS. Elle était divisée en quatre longues expositions de plus d'une heure, pour un temps total de 19.6 ksec. L'alignement était correct et le spectre est visible sur les quatre canaux tout au long de l'observation. L'extraction a été réalisée avec la version 1.5.3 de CALFUSE et les quatre expositions moyennées.

Le spectre final est reporté sur la figure 4.9. La série de l'hydrogène est visible sur ce spectre, jusqu'à la discontinuité Lyman vers 914 Å. L'origine des larges ailes de ces raies est photosphérique ; seule l'absorption centrale, saturée, est d'origine interstellaire.

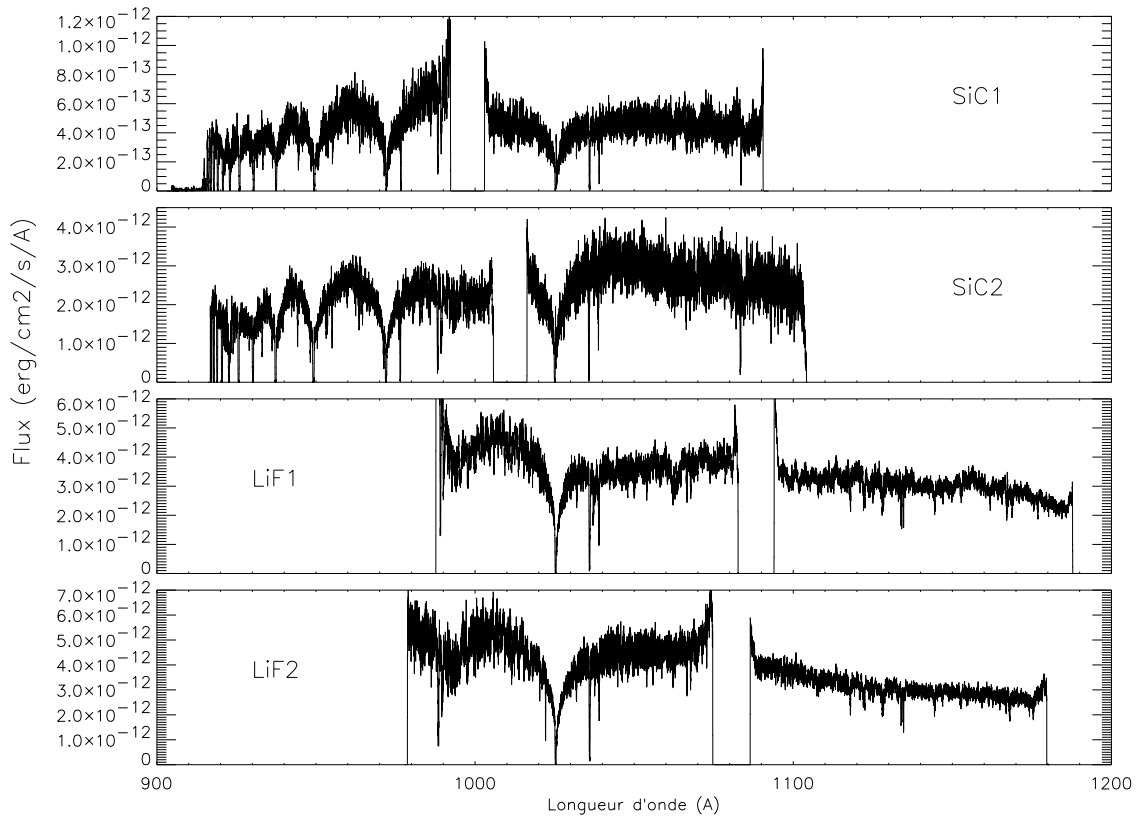


FIG. 4.9 – Spectre FUSE de WD 1202+608.

Analyse

Les spectres utilisés pour les ajustements ont été ré-échantillonnés par 3 pixels et normalisés par 1×10^{12} erg/cm²/s/Å. La série de Lyman ne présente aucune structure mais les raies des espèces plus massives présentent clairement deux composantes interstellaires distinctes, séparées d'une quarantaine de km s⁻¹. Comme on peut le voir sur la figure 4.10, il n'est pas possible d'ajuster ces raies avec une seule composante interstellaire.

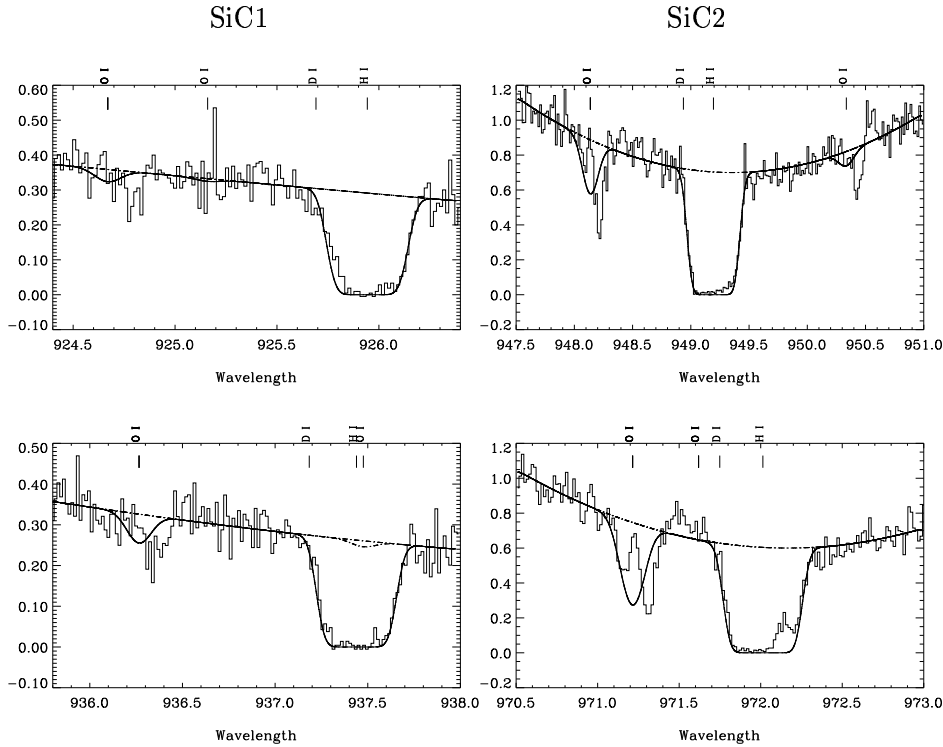


FIG. 4.10 – Ajustement du spectre de WD 1202+608 à une seule composante.

Les ajustements ont donc été réalisés avec deux composantes (une dite *bleue*, l'autre *rouge*), et les espèces suivantes : H I, D I, O I, N I, Ar I, Fe II, Si II, C I, C II, N II, P II et Cr III. On peut noter la présence de raies d'absorption en O VI sur le spectre ; celles-ci étant décalées de $\sim +50$ km s⁻¹ par rapport à la composante rouge, elles n'ont pas été incluses dans l'ajustement final. Celui-ci était contraint par environ 120 raies, chacune étant donc dédoublée. Il comportait un total de 58 fenêtres, dont certaines sont reproduites en annexe sur la figure A.2. Les pixels présentant de l'émission géocoronale (à Lyman β , Lyman γ et Lyman δ) n'ont pas été pris en compte.

Les densités de colonne obtenues en H I sont, pour les composantes bleue et rouge respectivement, $N \simeq 0.5 \times 10^{18}$ cm⁻² et $N \simeq 1 \times 10^{19}$ cm⁻². Cette configuration est très défavorable à l'observation des raies du deutérium. En effet, les raies D I de la composante rouge, qui est pourtant dans la gamme de $N(\text{H I})$ favorable à la détection de D I (voir partie 3.2.1), se trouvent masquées par les raies Lyman H I de la composante bleue. D'autre part, la densité de colonne en H I de la composante bleue est trop faible pour permettre la détection des raies D I (en admettant un D/H de l'ordre de 10^{-5}).

Cette cible n'apparaît donc pas comme une cible très favorable à la mesure de D/H.

4.3 Cibles favorables à la mesure de D/H

4.3.1 Ligne de visée de WD 1631+781

Observation

L'étoile WD 1631+781 (RE1629+780) est une naine blanche de type DA1. Sa magnitude est $V = 13.0$ et ses coordonnées sont $\alpha = 16\ 29\ 10.7$, $\delta = +78\ 04\ 39$ (J2000). Sa distance est ~ 70 pc. Sa température de surface est $T_{\text{eff}} = 44560$ K et sa gravité $\log g = 7.79$ (Finley et al. 1997).

Cette cible a été observée le 18 janvier 2000 dans le cadre du programme P104. L'observation (P1042901) a été réalisée avec la fente MDRS et en mode TTAG. Elle était divisée en 9 expositions de 14 à 60 minutes chacune, pour un temps total de 22.1 ksec (milliers de secondes). L'extraction des spectres a été réalisée avec la version 1.6.6 de CALFUSE. Les canaux SiC n'étaient pas alignés au moment de l'observation et seuls les deux spectres LiF sont disponibles.

Les 9 expositions ont été moyennées, en attribuant un poids à chaque exposition en fonction de son rapport signal à bruit. Le spectre final est reporté sur la figure 4.11.

La raie photosphérique Lyman β est visible sur les deux canaux ; une absorption interstellaire et une émission géocoronale sont présentes au fond de cette raie. Les spectres LiF sont moins riches en raies interstellaires que les spectres SiC. On n'y détecte que quelques raies, dont C II (1036 Å), O I (1039 Å), Ar I (1048 Å et 1067 Å) ou le triplet N I (1134 Å).

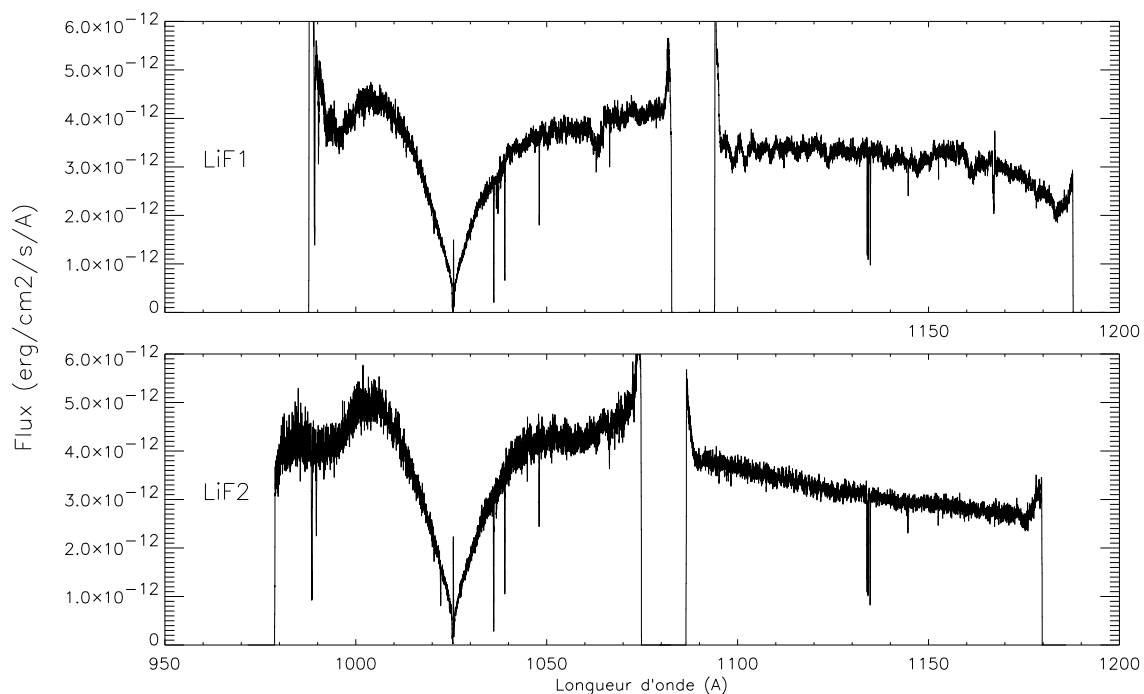


FIG. 4.11 – Spectre FUSE de WD 1631+781.

Analyse

Les ajustements ont été réalisés avec 19 fenêtres et une trentaine de raies. Les espèces prises en compte sont les suivantes : H I, D I, O I, N I, Ar I, Fe II, Si II, P II, C II et C II* (état excité de C II). La structure de la ligne de visée a en effet été divisée en deux composantes (susceptibles d'avoir des vitesses, des températures et des turbulences différentes), l'une plus ionisée, qui contient ces trois dernières espèces, et l'autre neutre, qui contient les autres. Les pixels contenant de l'émission géocoronale à Lyman β n'ont pas été pris en compte dans les ajustements.

Le choix du continu stellaire est critique. Le panel du haut de la figure 4.12 reproduit un ajustement de la raie Lyman β réalisé avec un polynôme de degré 4. Ce polynôme est assez éloigné du profil stellaire attendu, modélisé en dessous sur la figure. Ce modèle stellaire a donc été utilisé pour normaliser les spectres au voisinage de Lyman β . Le polynôme obtenu lors de l'ajustement réalisé sur ces spectres normalisés demeure assez plat (bas de la figure 4.12). La densité de colonne de H I obtenue après normalisation est environ 50 % plus faible que celle obtenue sans normalisation.

Plusieurs modèles stellaires ont été ajustés pour cette cible. Les paramètres atmosphériques de ces ajustements sont essentiellement la température effective T_{eff} de la naine blanche et sa gravité $\log g$. Un premier modèle LTE a été calculé par Detlev Koester, de l'Université de Kiel ; les paramètres trouvés sont $T_{\text{eff}} = 42500$ K et $\log g = 7.6$. Deux autres l'ont été par Pierre Chayer, de l'Université Johns Hopkins, en utilisant un modèle LTE et un modèle NLTE, les résultats étant respectivement $T_{\text{eff}} = 41850$ K et $\log g = 7.9$ et $T_{\text{eff}} = 41930$ K et $\log g = 7.9$. Ces valeurs de T apparaissent systématiquement plus faibles que celle de Finley et al. (1997). Ces trois modèles sont tracés sur la figure 4.13 au voisinage de Lyman β . Ils diffèrent essentiellement dans le fond de la raie Lyman β , à un endroit où le flux est nul dans la raie interstellaire. Les normalisations des spectres de FUSE par ces trois modèles ont donc produit des spectres très semblables. Les résultats des ajustements des raies interstellaires réalisés sur ces spectres normalisés ont également été très proches. L'effet systématique dû au choix du modèle semble donc plutôt faible. C'est le modèle LTE de Detlev Koester qui a été utilisé sur la figure 4.12 et dans la suite.

Le décalage en vitesse entre les spectres de FUSE et le modèle (calculé à une vitesse nulle) a été déterminé par la méthode du $\Delta\chi^2$, en réalisant des ajustements pour plusieurs valeurs de ce décalage. La variation du χ^2 en fonction de ces valeurs est tracée sur la figure 4.14 ; elle permet de déterminer -15 km s^{-1} comme la valeur la plus probable. La condition $\Delta\chi^2 < 10$ implique une variation de $\pm 20 \text{ km s}^{-1}$ pour ce décalage, qui se traduit par des variations de l'ordre de 20 % de la valeur de $N(\text{H I})$ dans les ajustements.

L'ajustement final, réalisé avec les raies Lyman β normalisées, est tracé en annexe sur la figure A.3 (les raies D I et O I utilisées sont reportées dans la table 4.2). Les densités de colonne obtenues sont reportées sur la table 4.3. Les valeurs obtenues pour H I, O I, N I et C II sont assez imprécises, toutes les raies disponibles étant saturées. Une nouvelle observation de cette cible avec FUSE devrait permettre d'avoir accès à des raies non saturées, notamment pour O I et N I, et ainsi de préciser ces valeurs. On peut toutefois noter que la valeur $N(\text{H I}) = 1.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ est en accord avec celle obtenue par Holberg et al. (1998) : $N(\text{H I}) = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$.

La densité de colonne obtenue pour D I est, elle, bien plus précise. La variation du χ^2 en fonction de $N(\text{D I})$, reportée sur la figure 4.15, permet d'obtenir la valeur suivante, à 1σ :

$$N(\text{D I}) = 2.3_{-0.1}^{+0.2} \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}.$$

Les mesures d'abondance obtenues, $\text{D/H} \simeq 1.2 \times 10^{-5}$ et $\text{D/O} \simeq 1.4 \times 10^{-2}$, sont pour l'instant très imprécises du fait de l'imprécision sur O I et H I.

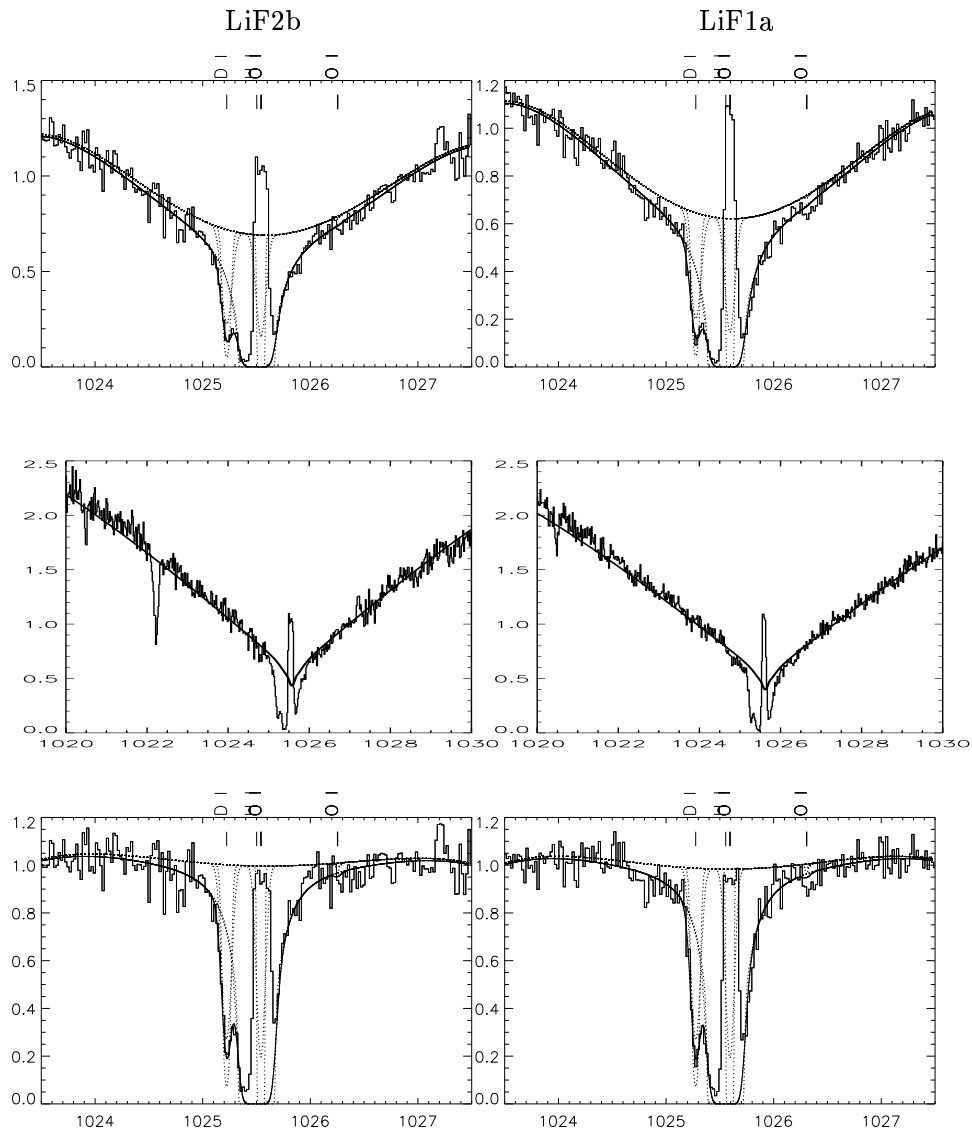


FIG. 4.12 – Ajustement de Lyman β sur la ligne de visée de WD 1631+781. Le spectre LiF2b est tracé sur la moitié gauche et le spectre LiF1a sur la moitié droite. L’ajustement de Lyman β sans modèle stellaire est reporté sur le panel du haut. Le modèle stellaire est tracé en trait gras sur celui du milieu, en surimpression sur les spectres observés. Les ajustements réalisés après normalisation par ce continu stellaires sont tracés sur le panel du bas.

TAB. 4.2 – Raies D I et O I utilisées lors des ajustements de WD 1631+781.

D I		O I	
longueur d’onde (Å)	nombre ^a	longueur d’onde (Å)	nombre
1025.4434	2	1039.2303	2
		988.7734	1
		988.6549	1
		988.5778	1

^aNombre de raies utilisées dans l’ajustement, observées dans différents canaux et/ou différentes observations.

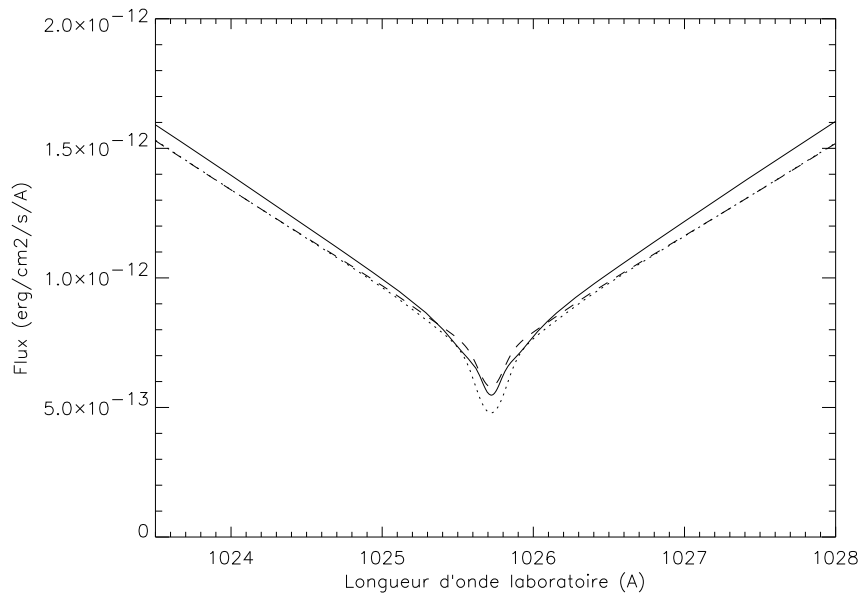


FIG. 4.13 – **Modèles stellaires pour WD 1631+781 au voisinage de Lyman β .** Sont représentés les modèles de Detlev Koester LTE (trait continu) et de Pierre Chayer LTE (tirets) et NLTE (pointillés).

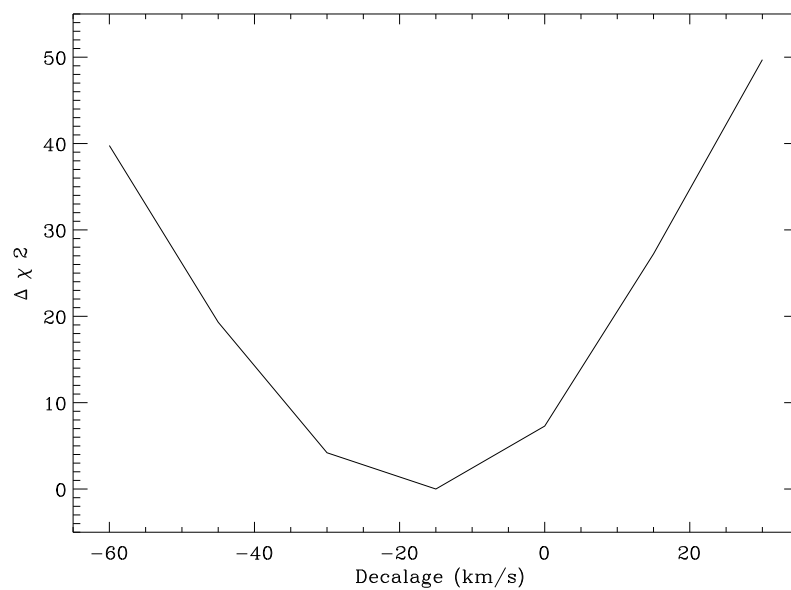
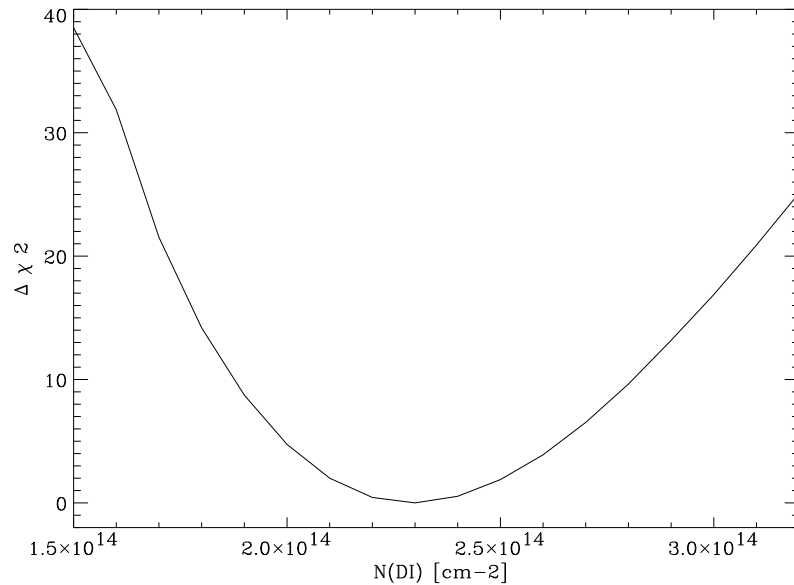


FIG. 4.14 – **Décalage entre les raies Lyman β interstellaires et stellaires vers WD 1631+781.**

TAB. 4.3 – Densités de colonne obtenues sur la ligne de visée de WD 1631+781.

Espèce	Densité de colonne
H I	$1.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$
D I	$2.3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
O I	$1.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$
N I	$8.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
Ar I	$3.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$
Fe II	$1.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$
Si II	$1.2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
P II	$5.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
C II	$3.9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$
C II*	$1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$

FIG. 4.15 – $\Delta \chi^2$ et densité de colonne de D I vers WD 1631+781.

4.3.2 Ligne de visée de WD 2317-05

Observation

WD 2317-05 (Feige 110) est une sous-naine de type O. Sa magnitude est $V = 11.8$ et ses coordonnées $\alpha = 23\ 19\ 58.4$, $\delta = -05\ 09\ 56$ (J2000). Sa parallaxe a été mesurée avec Hipparcos (5.59 mas) et sa distance est donc 179 pc.

Cette cible a été observée dans le cadre d'un programme de sélection d'étoiles de calibration. L'observation (M1080801) est donc courte (6.2 ksec); elle a été divisée en 8 expositions d'un peu moins d'un quart d'heure. Cette observation a été réalisée le 22 juin 2000, dans la fente LWRS et en mode HIST. L'extraction a été réalisée avec la version 1.7.7 de CALFUSE et les 8 expositions moyennées après correction des décalages. Les spectres obtenus sont reportés sur la figure 4.16.

Ils présentent un faible rapport signal à bruit du fait du temps d'exposition assez court mais la série de Lyman est parfaitement détectée, ainsi que de nombreuses raies de H_2 . Les raies du deutérium sont visibles sur ce spectre; elles sont noyées dans les ailes bleues de $H\text{I}$ à Lyman β mais sont résolues à partir de Lyman γ .

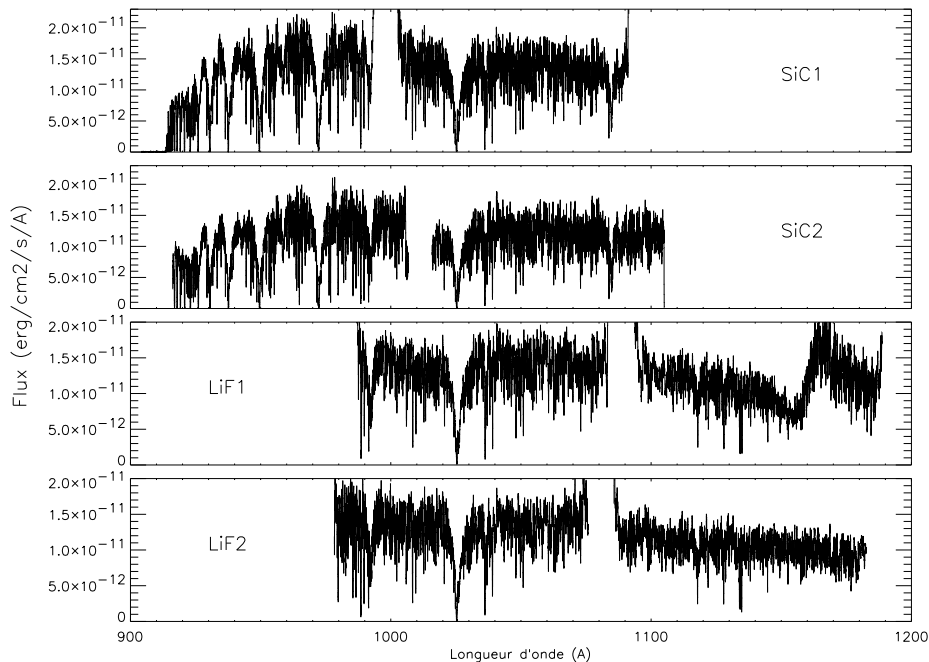


FIG. 4.16 – Spectre FUSE de WD 2317-05.

Analyse

Du fait de la densité de colonne élevée, beaucoup de raies sont saturées sur ce spectre. Seules les raies des canaux SiC les moins saturées ont finalement été sélectionnées dans l'ajustement final, qui comprend 21 fenêtres spectrales et une trentaine de raies des espèces suivantes: $D\text{I}$, $O\text{I}$, $N\text{I}$ et $Fe\text{II}$. Quelques raies H_2 ont également été incluses lorsqu'elles se trouvaient proches des raies des espèces ci-dessus.

L'ajustement de quatre raies de D I est présenté sur la figure 4.17, le tracé de toutes les fenêtres étant reporté en annexe (figure A.4). Les raies D I et O I utilisées sont reportées dans la table 4.4. Les densités de colonne obtenues sont reportées sur la table 4.5.

TAB. 4.4 – Raies D I et O I utilisées lors des ajustements de WD 2317-05.

D I		O I	
longueur d'onde (Å)	nombre	longueur d'onde (Å)	nombre
937.5484	2	925.4420	1
925.9737	2	922.2000	2
922.8992	2	919.9080	2
920.7127	1	919.6580	2
919.1013	1	916.8150	2
916.9311	1		
916.1796	1		

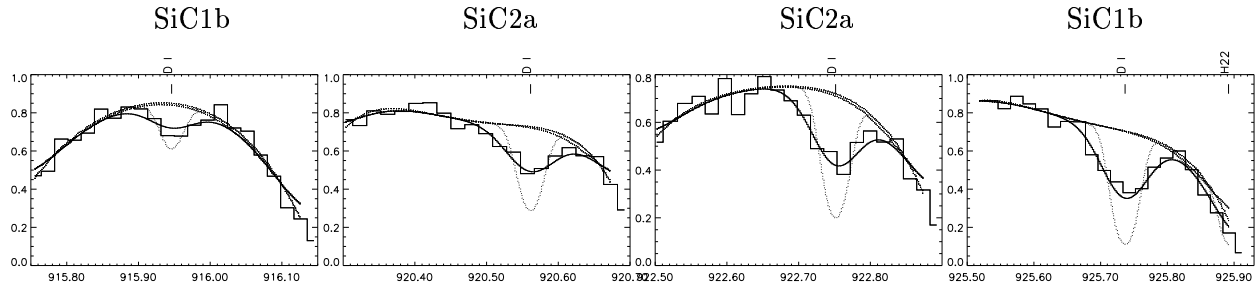


FIG. 4.17 – Ajustement de raies D I vers WD 2317-05. Les données sont les lignes tracées en type histogramme. Les raies individuelles non-convoluées par la PSF sont tracées en pointillés. L'ajustement final est en trait plein. Les autres fenêtres de l'ajustement de WD 2317-05 sont en annexe (figure A.4).

TAB. 4.5 – Densités de colonne obtenues sur la ligne de visée de WD 2317-05.

Espèce	Densité de colonne
D I	$3.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$
O I	$1.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$
N I	$3.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$
Fe II	$3.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$

Les variations du χ^2 en fonction de $N(\text{D I})$, de $N(\text{O I})$ et finalement de D/O sont présentées en figure 4.18. Elles permettent d'obtenir les valeurs suivantes, à 1σ :

$$N(\text{D I}) = 3.0^{+0.3}_{-0.2} \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} ,$$

$$N(\text{OI}) = 1.4_{-0.2}^{+0.4} \times 10^{17} \text{ cm}^{-2},$$

$$\text{D/O} = 2.2_{-0.2}^{+0.7} \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2}.$$

La valeur de $N(\text{DI})$, obtenues en ajustant essentiellement des raies non-saturées, semble assez bien déterminée. En revanche, toutes les raies de O I sont saturées ; il est donc possible que les erreurs systématiques soient plus importantes sur la détermination de $N(\text{OI})$.

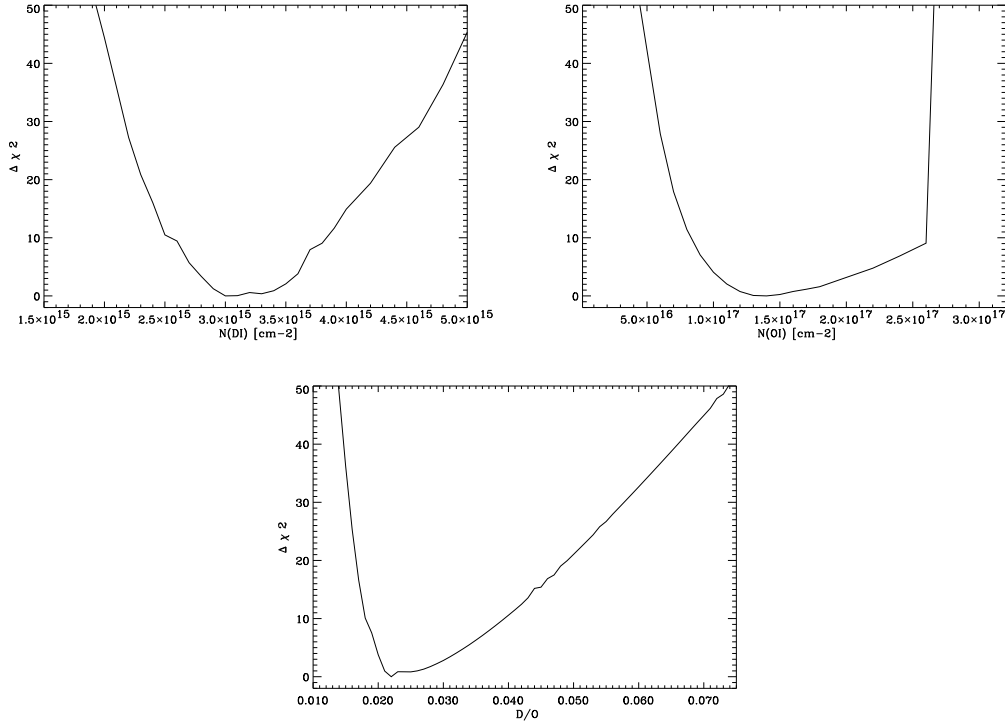


FIG. 4.18 – $\Delta\chi^2$ et D/O vers WD 2317-05.

4.3.3 Ligne de visée de BD+28 4211

Observation

BD+28 4211 (WD 2148+286) est une étoile sous-naine de type O très brillante. Sa magnitude est $V = 10.5$ et ses coordonnées sont $\alpha = 21\ 51\ 11.0$, $\delta = +28\ 51\ 50$ (J2000). Sa parallaxe a été mesurée avec Hipparcos (9.63 mas) et sa distance est donc 104 pc.

Cette étoile a été observée dans le cadre des sélections d'étoiles de calibration. L'observation (M1080901) a été réalisée en mode HIST et avec la fente LWRS, le 13 juin 2000. Elle comprend quatre expositions d'un peu moins de 10 minutes chacune, soit 2.2 ksec au total. L'extraction a été réalisée avec la version 1.6.9 de CALFUSE.

Le spectre final est tracé sur la figure 4.19 ; la série de Lyman de H I y est parfaitement visible. Les raies du deutérium sont visibles de Lyman β à Lyman ν (soit 12 raies).

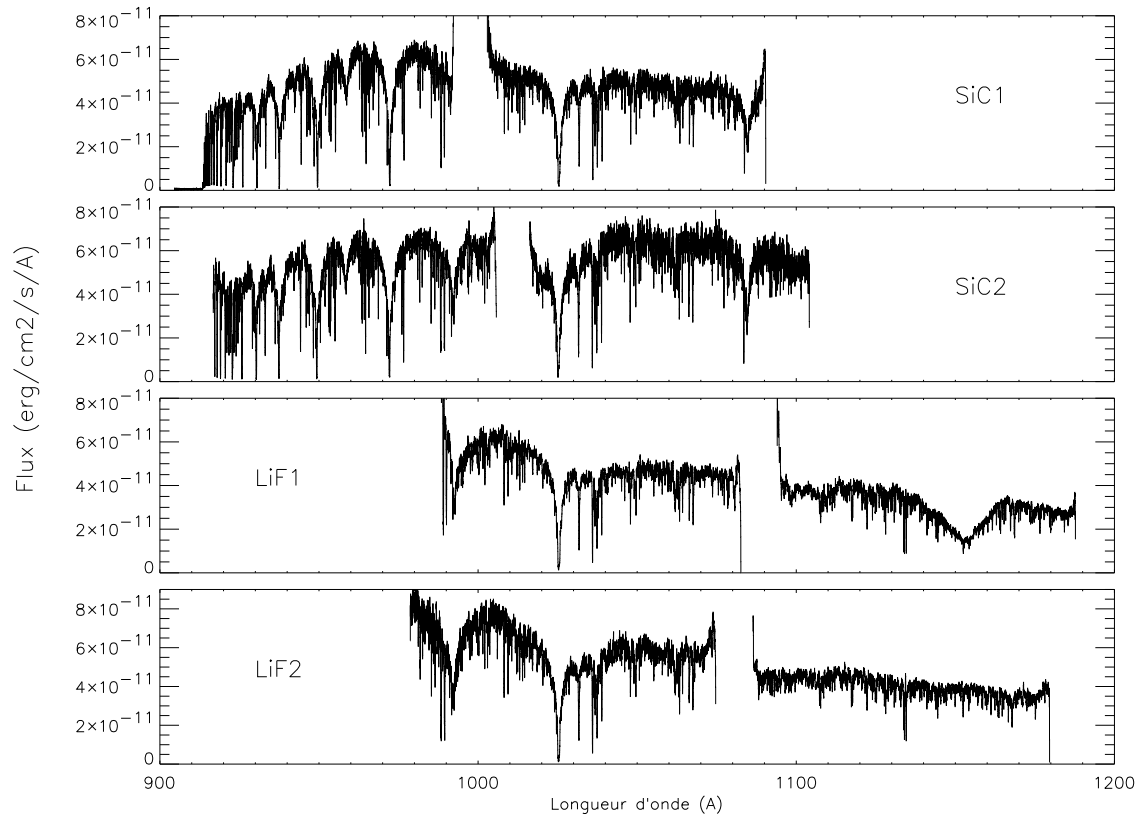


FIG. 4.19 – Spectre FUSE de BD+28 4211.

Analyse

Les premiers ajustements ont été réalisés sans inclure les raies de l'hydrogène, avec les espèces suivantes : D I, N I, O I, Fe II et H₂. Ils comprenaient une quarantaine de raies, réparties sur 19 fenêtres spectrales. L'ajustement de quatre raies du deutérium est tracé sur la figure 4.20, les autres fenêtres étant tracées en annexes (figure A.5). Les raies D I et O I utilisées sont reportées dans la table 4.6. Les densités de colonne obtenues sont reportées en table 4.7.

Les raies du deutérium de Lyman β à Lyman δ étant saturées, elles n'ont pas été incluses dans l'ajustement. Les raies de O I sont en revanche majoritairement saturées ce qui rend la détermination de $N(\text{O I})$ plus sensible aux effets systématiques. Les variations du χ^2 en fonction de $N(\text{D I})$, $N(\text{O I})$ et D/O sont présentées en figure 4.21. Elles permettent d'obtenir les valeurs suivantes, à 1σ :

$$N(\text{D I}) = 1.0^{+0.2}_{-0.1} \times 10^{15} \text{cm}^{-2},$$

$$N(\text{O I}) = 1.6^{+1.0}_{-0.2} \times 10^{16} \text{cm}^{-2},$$

$$\text{D/O} = 6.3^{+1.0}_{-0.8} \times 10^{-2}.$$

Des observations HST [GHRS et STIS, Howk (2000), communication privée] de la raie Lyman α sur cette ligne de visée ont permis de mesurer $N(\text{H I}) \simeq 7.0 \times 10^{19} \text{cm}^{-2}$. En admettant cette valeur, on obtient $\text{D/H} \simeq 1.4 \times 10^{-5}$.

TAB. 4.6 – Raies D I et O I utilisées lors des ajustements de BD+28 4211.

D I		O I	
longueur d'onde (Å)	nombre	longueur d'onde (Å)	nombre
937.5484	2	974.0700	1
930.4951	2	936.6295	2
925.9737	2	930.2566	2
922.8992	2	925.4420	1
920.7127	1	919.9080	2
919.1013	2	916.8150	1
916.9311	1		
916.1796	1		

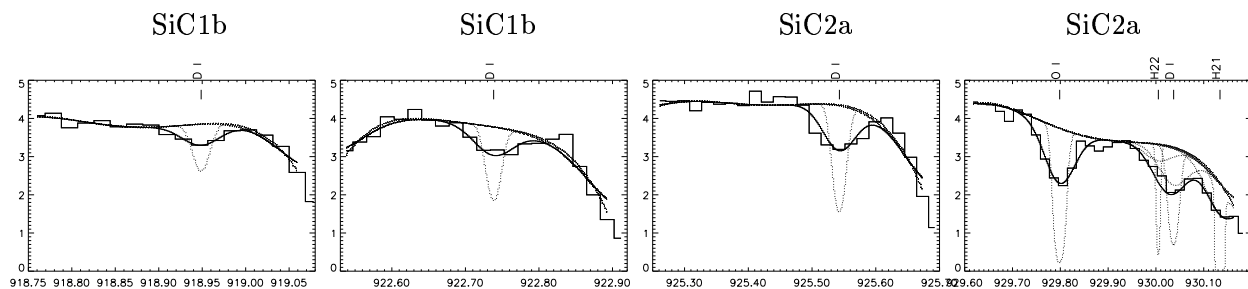
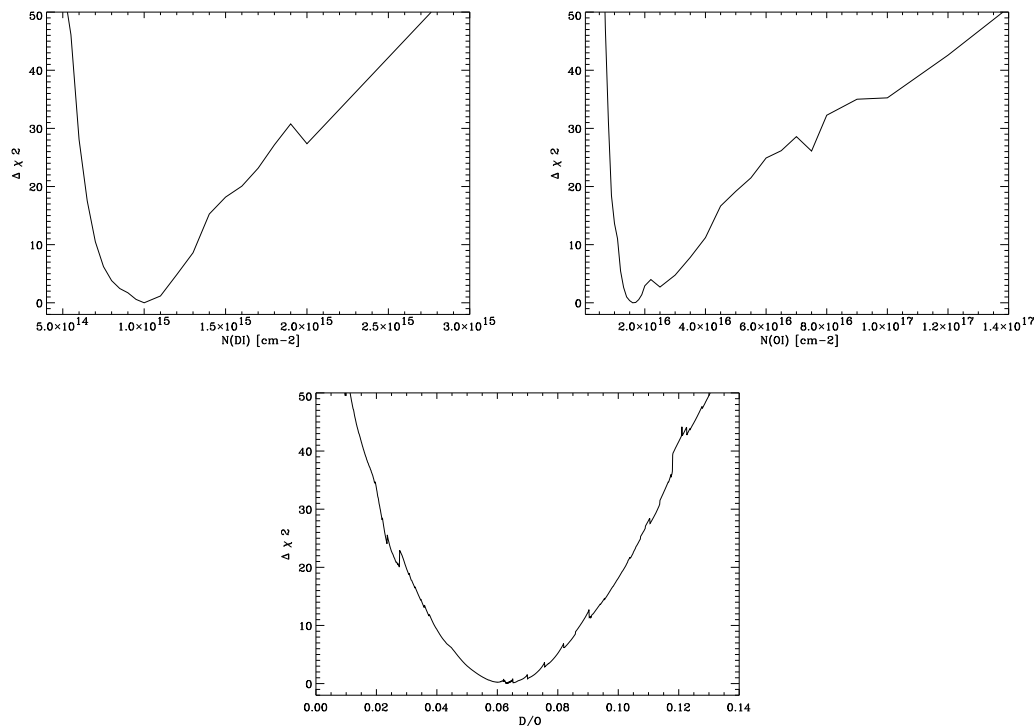


FIG. 4.20 – **Ajustement de raies D I vers BD+28 4211.** Les données sont les lignes tracées en type histogramme. Les raies individuelles non-convoluées par la PSF sont tracées en pointillés. L'ajustement final est en trait plein. Les autres fenêtres de l'ajustement de BD+28 4211 sont en annexe (figure A.5).

TAB. 4.7 – Densités de colonne obtenues sur la ligne de visée de BD+28 4211.

Espèce	Densité de colonne
D I	$1.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$
O I	$1.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$
N I	$2.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$
Fe II	$6.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$

FIG. 4.21 – $\Delta\chi^2$ et D/O vers BD+28 4211.

4.3.4 Ligne de visée de G191-B2B

Observations

G191-B2B (WD0501+527, BD+52 913) est une naine blanche de type DA1. Sa magnitude est $V = 11.8$ et ses coordonnées sont $\alpha = 05\ 05\ 30.6$, $\delta = +52\ 49\ 52$ (J2000). Sa parallaxe a été mesurée avec Hipparcos (14.53 mas) et sa distance est donc 69 pc. Sa température de surface est $T_{\text{eff}} = 56000$ K et sa gravité $\log g = 7.5$ (Lanz et al. 1996).

La mesure de $(D/H)_{\text{ISM}}$ sur cette ligne de visée a été sujet à controverses (voir partie 1.3.3). Celles-ci portent plus sur la détermination de $N(\text{DI})$ que sur celle de $N(\text{HI})$. En effet, les estimations de Vidal-Madjar et al. (1998) et de Sahu et al. (1999) sont respectivement $N(\text{HI}) = 2.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ (GHRS) et $N(\text{HI}) = 2.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ (STIS) – ces valeurs sont intégrées sur toutes les composantes de la ligne de visée. Des observations de *Extreme-Ultraviolet Explorer* entre 100 et 500 Å ont permis également de contraindre la densité de colonne de H I. La valeur ainsi obtenue, $N(\text{HI}) = 2.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ (Barstow et al. 1999), est en accord avec les deux mesures ci-dessus. Les mesures de $N(\text{DI})$ de Vidal-Madjar et al. (1998) et de Sahu et al. (1999) sont par contre en désaccord : $N(\text{DI}) = 2.68 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ et $N(\text{DI}) = 3.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ respectivement.

Il est probable que ces différences proviennent essentiellement du profil légèrement différent de la raie DI Lyman α observée par GHRS et STIS (voir figure 3 dans Sahu et al. 1999). FUSE observant différentes raies de DI dans différents canaux, ré-observer cette cible avec cet instrument doit permettre de réduire l'influence de ce type d'effets systématiques.

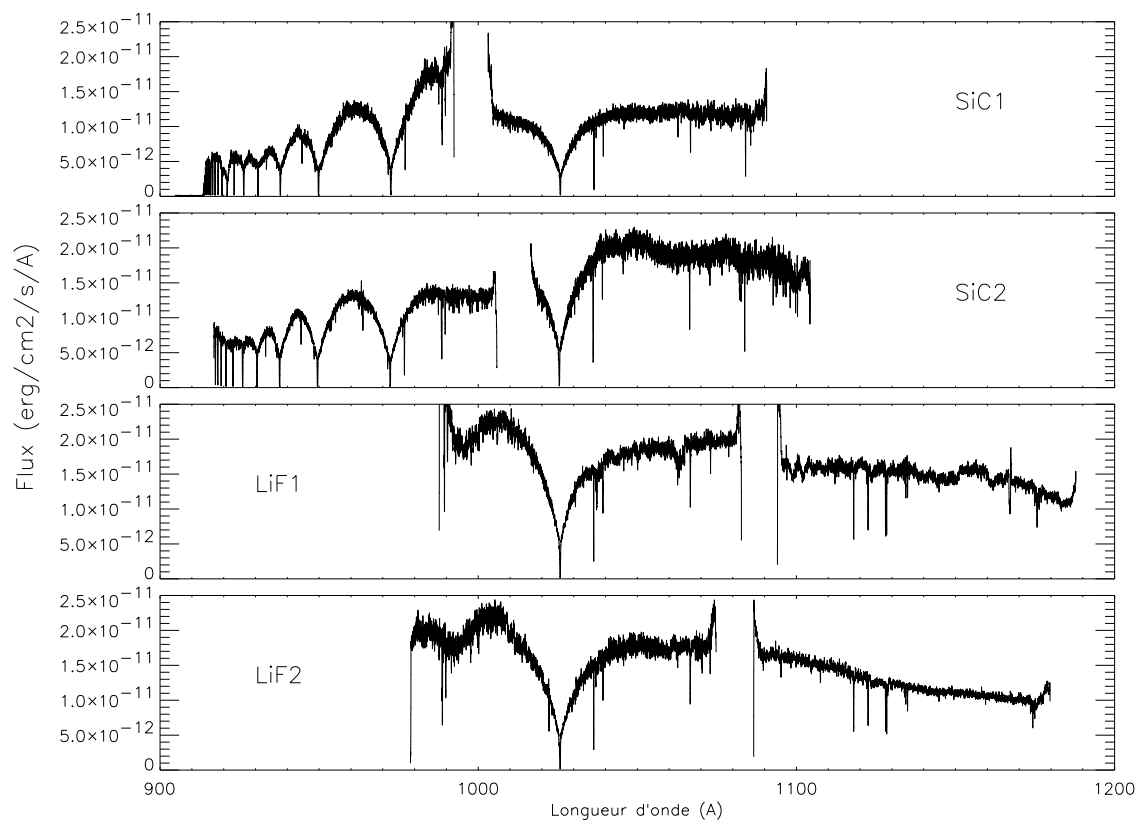


FIG. 4.22 – Spectre MDRS FUSE de G191-B2B.

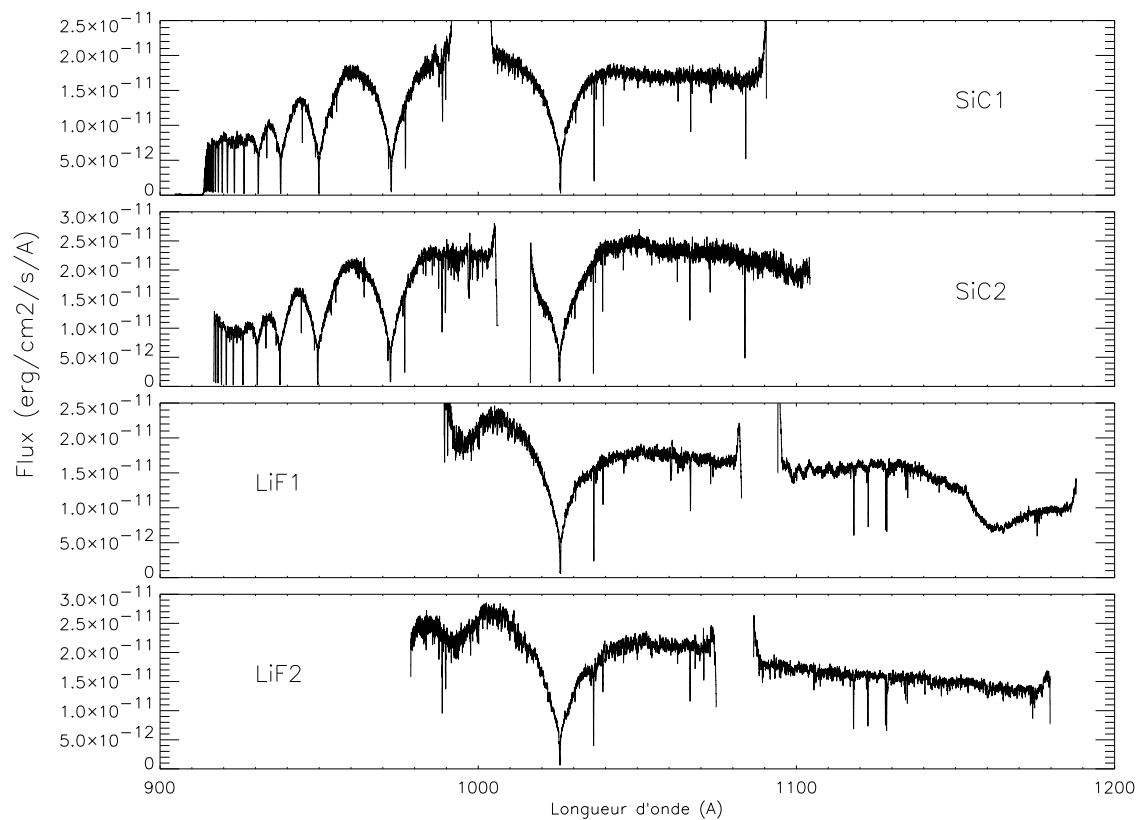


FIG. 4.23 – Spectre LWRs FUSE de G191-B2B.

Deux observations FUSE de G191-B2B ont été utilisées dans l'étude présentée ici. La première (P1041202) a été réalisée le 13 janvier 2000 en mode HIST et dans la fente MDRS. Elle a été divisée en 21 expositions d'environ 12 minutes, soit 15.5 ksec au total. L'extraction a été effectuée avec la version 1.6.6 de CALFUSE. De 8 à 16 expositions ont été sélectionnées par canal (soit 5.9 à 11.8 ksec), les autres ne présentant pas de flux ou un très faible rapport signal à bruit. Ces expositions ont été moyennées, après corrections des décalages spectraux.

La seconde observation (S3070101) a été réalisée le lendemain en mode HIST et dans la fente LWRS. Il s'agissait d'une observation visant à tester une méthode de correction du *fixed pattern noise* en plaçant la cible en quatre différentes positions sur le détecteur. 32 expositions d'environ 8 minutes ont été réalisées (8 par position de la cible dans la fente), soit 15.5 ksec au total. L'extraction a été réalisée avec la version 1.6.9 de CALFUSE. Comme pour l'observation P1041202, seules les expositions présentant un bon rapport signal à bruit ont été conservées. L'observation ayant été effectuée dans la grande fente, l'émission géocoronale est significative, et seule les expositions réalisées de nuit ont été conservées au voisinage de Lyman β .

Les spectres finaux de ces deux observations sont tracés sur la figure 4.22 et 4.23. Le rapport signal à bruit est très bon. À l'exception des raies de H I, ce spectre comporte très peu de raies stellaires; l'essentiel des raies d'absorption visibles sont d'origine interstellaire.

Analyse

L'ajustement a été réalisé sur ces deux observations simultanément, avec une seule composante et les espèces suivantes: D I, O I, N I et Fe II. Plusieurs nuages sont cependant présents sur cette ligne de visée. Afin de déterminer les densités de colonne intégrées sur toutes les composantes, les raies trop saturées n'ont pas été prises en compte dans l'ajustement. Celui-ci contenait au final 46 fenêtres et était contraint par environ 80 raies. La figure 4.24 présente l'ajustement de quatre raies de D I. Le tracé de toutes les fenêtres de l'ajustement est reporté en annexe (figures A.6 et A.7). Les raies D I et O I utilisées sont reportées dans la table 4.8. Les densités de colonne obtenues sont dans la table 4.9.

TAB. 4.8 – Raies D I et O I utilisées lors des ajustements de G191-B2B.

D I		O I	
longueur d'onde (Å)	nombre	longueur d'onde (Å)	nombre
1025.4434	8	1039.2303	2
972.2723	4	976.4481	4
949.4847	2	972.1422	4
937.5484	1	971.7376	4
930.4951	1	948.6855	3
		936.6295	4
		930.2566	3
		929.5168	4
		925.4420	1
		924.9520	1
		919.9080	2
		919.6580	2

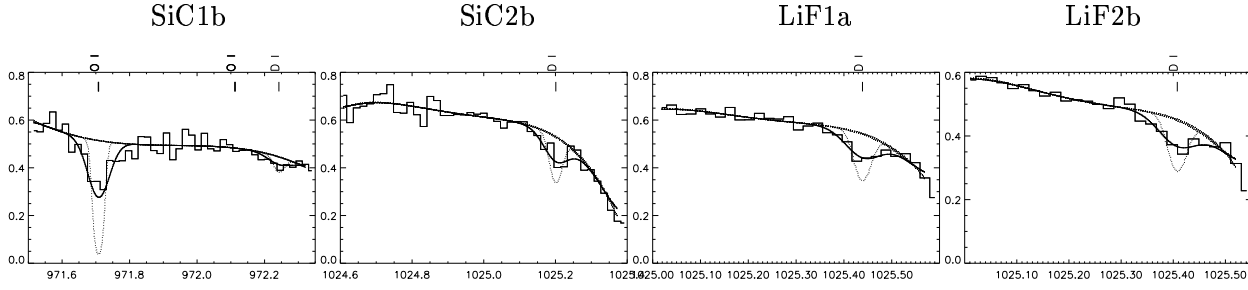


FIG. 4.24 – **Ajustement de raies D I vers G191-B2B.** Les données (P1041202) sont les lignes tracées en type histogramme. Les raies individuelles non-convoluées par la PSF sont tracées en pointillés. L'ajustement final est en trait plein. Les autres fenêtres de l'ajustement de G191-B2B sont en annexe (figures A.6 et A.7).

TAB. 4.9 – **Densités de colonnes obtenues sur la ligne de visée de G191-B2B.**

Espèce	Densité de colonne
D I	$2.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$
O I	$6.2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
N I	$6.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$
Fe II	$9.9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

Les variations du χ^2 en fonction de $N(\text{D I})$, $N(\text{O I})$ et D/O sont présentées en figure 4.25. Elles permettent d'obtenir les barres d'erreur suivantes, à 1σ :

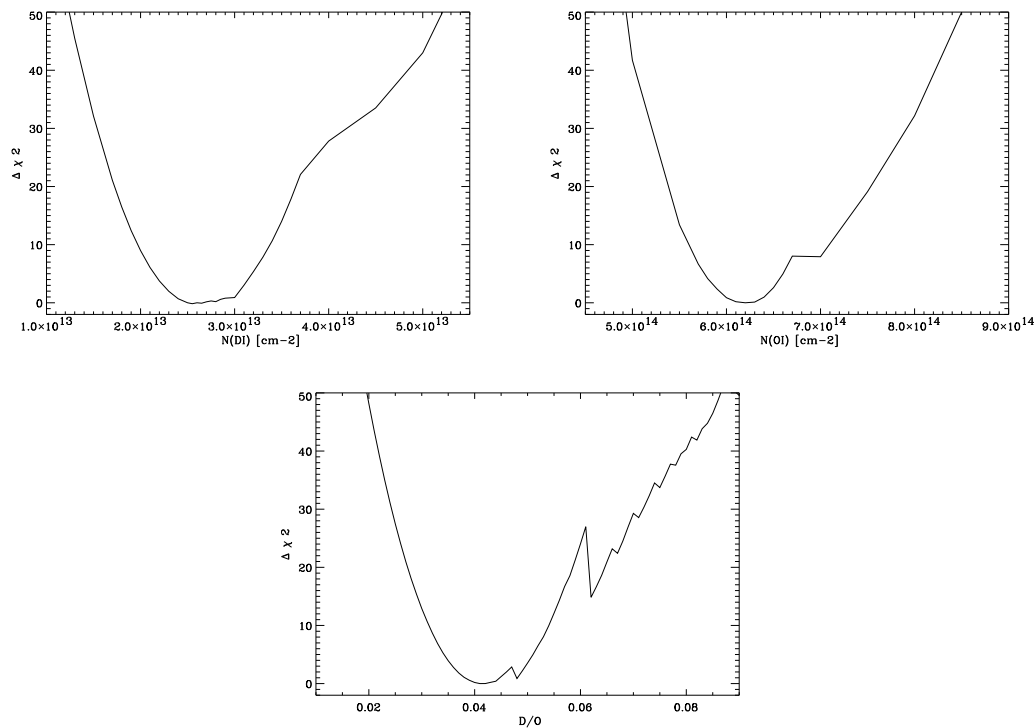
$$N(\text{D I}) = 2.6_{-0.2}^{+0.4} \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} ,$$

$$N(\text{O I}) = 6.2_{-0.2}^{+0.3} \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} ,$$

$$\text{D/O} = 4.1_{-0.3}^{+0.6} \times 10^{-2} .$$

La présente mesure de $N(\text{D I})$ est ainsi en accord avec celle obtenue avec GHRS par Vidal-Madjar et al. (1998) ; elle n'est par contre que marginalement compatible (à plus de 3σ) avec celle de STIS obtenue par Sahu et al. (1999). En combinant cette nouvelle mesure de $N(\text{D I})$ avec les déterminations précédentes de $N(\text{H I})$, on obtient $\text{D/H} \simeq 1.1 \times 10^{-5}$.

Sommée sur les trois composantes qu'ils détectent vers G191-B2B, Vidal-Madjar et al. (1998) rapportent une densité de colonne totale de O I égale à $7.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Elle n'était cependant déterminée que par l'ajustement de la raie saturée à 1302 Å. La valeur obtenue avec FUSE, essentiellement avec des raies non saturées, est légèrement inférieure.

FIG. 4.25 – $\Delta \chi^2$ et D/O vers G191-B2B.

4.3.5 Ligne de visée de WD 1634-573

Observations

WD 1634-573 (HD 149499 B) est une naine blanche de type DO, binaire avec une étoile KOV. Sa magnitude est $V = 11.7$, ses coordonnées sont $\alpha = 16\ 38\ 31.0$, $\delta = -57\ 28\ 11$ (J2000) et sa distance 37 pc (Holberg et al. 1998). Sa température de surface est $T_{\text{eff}} = 49500$ K et sa gravité $\log g = 8$ (Jordan et al. 1997).

Cette cible a été observée régulièrement dans le cadre des programmes de calibration afin de tester la stabilité de la sensibilité de FUSE. Cinq observations différentes ont été utilisées dans la présente étude : deux réalisées avec la fente MDRS, et trois avec la fente LWRS. Toutes ont été effectuées en mode HIST et extraites avec la version 1.6.9 de CALFUSE.

Les trois observations LWRS utilisées sont les suivantes :

- M1031101 : cette observation a été réalisée le 30 mars 2000 ; elle est divisée en 8 expositions d'un peu plus de 10 minutes chacune, soit 5.4 ksec au total.
- M1031102 : cette observation a été réalisée le 12 avril 2000 ; elle est divisée en 8 expositions de 9 ou 14 minutes chacune, soit 5.4 ksec au total.
- M1031103 : cette observation a été réalisée le 16 mai 2000 ; elle est divisée en 12 expositions d'environ 12 minutes chacune, soit 8.6 ksec au total.

Pour chacune de ces observations n'ont été moyennées que les expositions présentant un bon rapport signal à bruit et pour lesquelles l'émission géocoronale n'empiétait pas sur la raie DI Lyman β . À l'exception du canal SiC2a, aucun étirement significatif n'était perceptible entre les différentes observations d'un même canal. Les spectres des trois observations ont donc pu être moyennés pour chaque canal, après correction des décalages spectraux. Des décalages

différents ont été appliqués en fonction de la longueur d'onde pour le canal SiC2a, afin de corriger les étirements.

Les deux observations MDRS utilisées sont les suivantes :

- M1031104 : cette observation a été réalisée le 17 mai 2000 ; elle est divisée en 14 expositions d'environ 8 minutes chacune, soit 6.8 ksec au total.
- S5140201 : cette observation a été réalisée le 13 avril 2000 ; elle est divisée en 23 expositions d'environ 8 minutes chacune, soit 11.7 ksec au total.

Là encore, seules les expositions avec un bon rapport signal à bruit et sans géocouronne ont été moyennées. Les expositions des deux observations ont pu être moyennées après correction des décalages spectraux, plusieurs décalages étant à nouveau appliqués au canal SiC2a, qui présentait des étirements.

Les données finales pour cette cible étaient donc composées d'un jeu de spectres MDRS et d'un jeu de spectres LWRS. Ils sont tracés respectivement sur les figures 4.26 et 4.27. Ils présentent un très bon rapport signal à bruit et la série de Lyman de H I y est parfaitement visible. Les raies d'absorption visibles sur ces spectres sont essentiellement d'origine interstellaire.

Analyse

Ces deux jeux de données ont été ajustés simultanément avec une seule composante et les espèces suivantes : D I, O I, N I, Fe II, Ar I, Si II et P II. L'ajustement final comprenait 86 fenêtres spectrales et environ 130 raies. La figure 4.28 présente l'ajustement de quatre raies de D I. Le tracé de toutes les fenêtres de l'ajustement est reporté en annexe (figures A.8, A.9, A.10 et A.11). Les raies D I et O I utilisées sont reportées dans la table 4.10. Les densités de colonne obtenues sont dans la table 4.11.

TAB. 4.10 – Raies D I et O I utilisées lors des ajustements de WD 1634-573.

D I		O I	
longueur d'onde (Å)	nombre	longueur d'onde (Å)	nombre
1025.4434	8	1039.2303	1
972.2723	4	988.7734	3
949.4847	4	988.6549	3
937.5484	3	988.5778	3
930.4951	4	976.4481	2
916.9311	2	972.1422	4
		971.7376	3
		950.8846	4
		948.6855	4
		936.6295	3
		930.2566	4
		929.5168	3
		925.4420	3
		924.9520	4
		922.2000	1
		921.8570	3
		919.9080	4
		919.6580	4
		916.8150	2

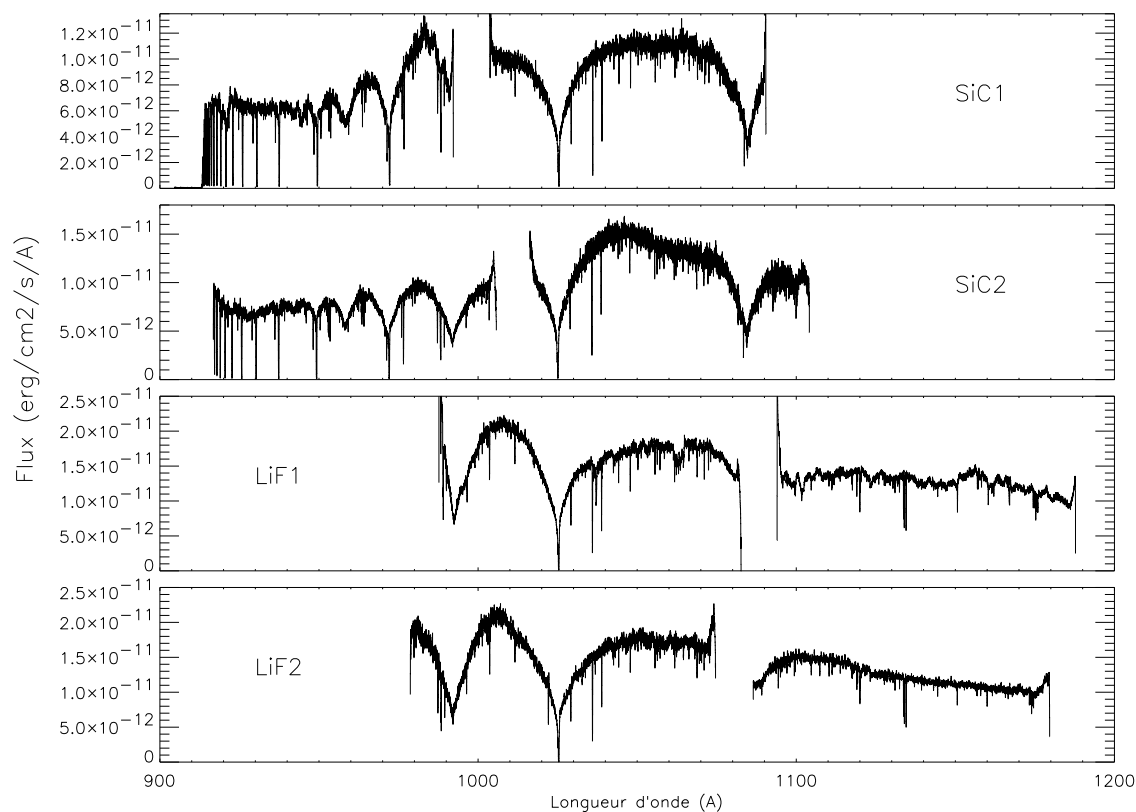


FIG. 4.26 – Spectre MDRS FUSE de WD 1634-573.

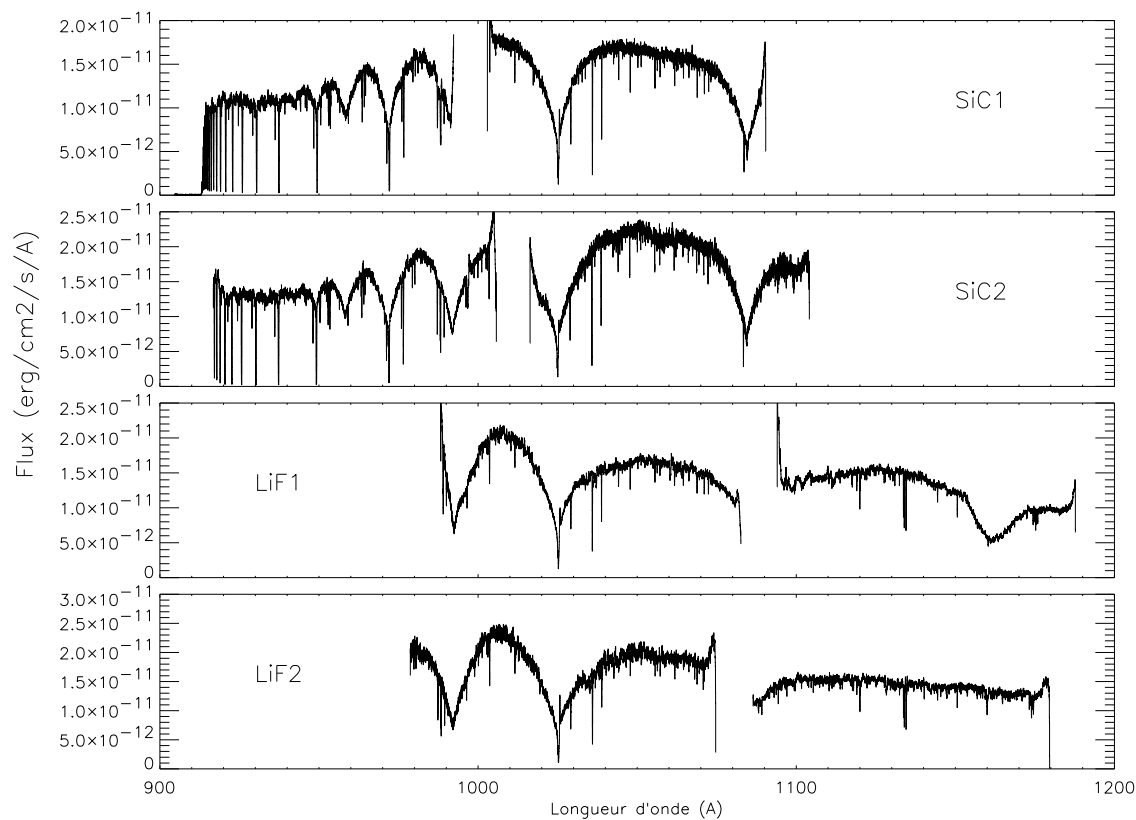


FIG. 4.27 – Spectre LWRs FUSE de WD 1634-573.

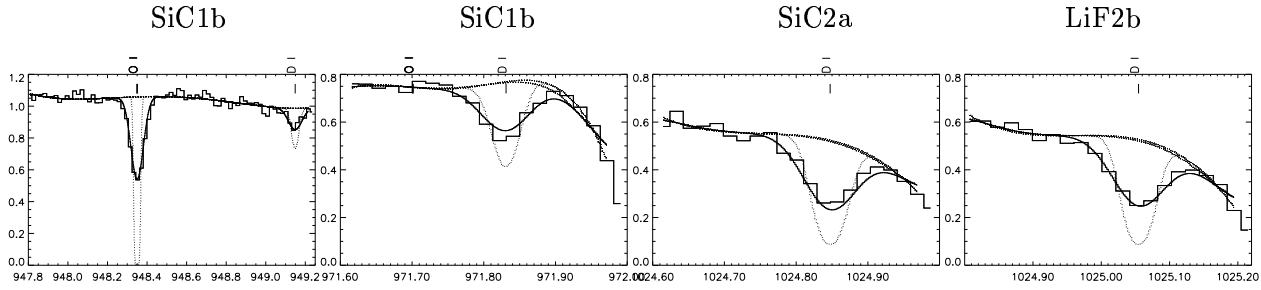


FIG. 4.28 – **Ajustement de raies D I vers WD 1634-573.** Les données sont les lignes tracées en type histogramme. Les raies individuelles non-convoluées par la PSF sont tracées en pointillés. L'ajustement final est en trait plein. Les autres fenêtres de l'ajustement de WD 1634-573 sont en annexe (figures A.8, A.9, A.10 et A.11).

TAB. 4.11 – **Densités de colonne obtenues sur la ligne de visée de WD 1634-573.**

Espèce	Densité de colonne
D I	$1.18 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
O I	$3.20 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$
N I	$4.2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
Fe II	$1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$
Ar I	$1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$
Si II	$4.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$
P II	$1.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

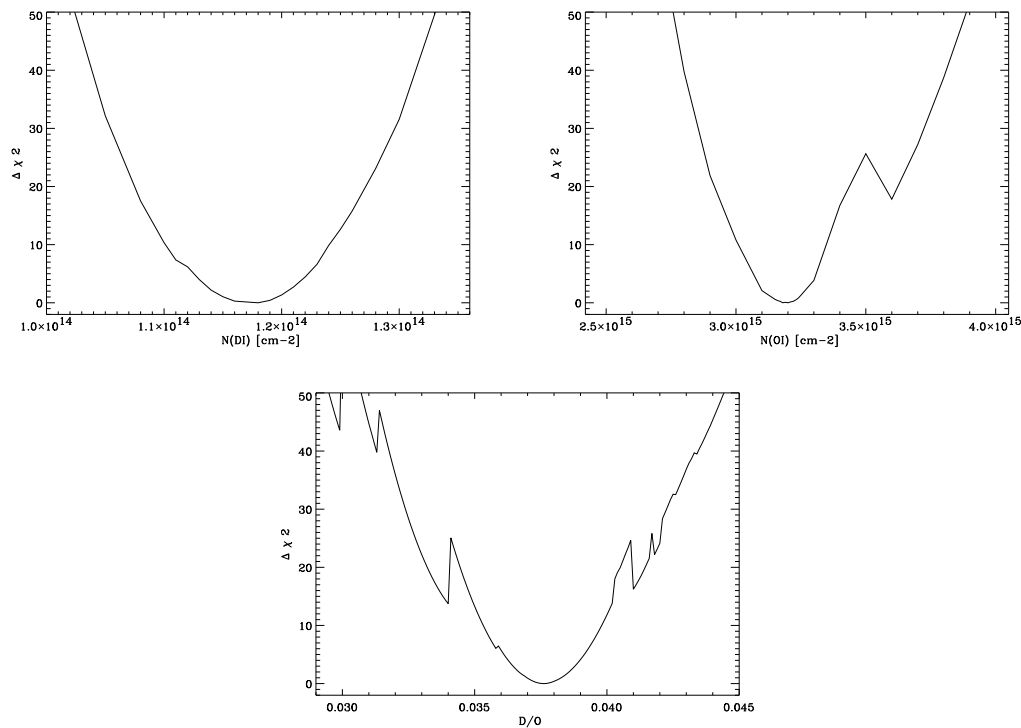
Les variations du χ^2 en fonction de $N(\text{D I})$, $N(\text{O I})$ et D/O sont présentées en figure 4.29. Elles permettent d'obtenir les barres d'erreur suivantes, à 1σ :

$$N(\text{D I}) = 1.18_{-0.03}^{+0.03} \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} ,$$

$$N(\text{O I}) = 3.20_{-0.07}^{+0.10} \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} ,$$

$$\text{D/O} = 3.76_{-0.10}^{+0.10} \times 10^{-2} .$$

L'estimation faite de la densité de colonne de H I à partir d'observations ORFEUS (Napiwotzki et al. 1995) et EUVE (Jordan et al. 1997) est $N(\text{H I}) \simeq 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, soit $\text{D/H} \simeq 1.7 \times 10^{-5}$.

FIG. 4.29 – $\Delta\chi^2$ et D/O vers WD 1634-573.

4.3.6 Ligne de visée de WD 2211-495

Observations

WD 2211-495 (RE2214-491) est une naine blanche de type DA1. Sa magnitude est $V = 11.7$, ses coordonnées sont $\alpha = 22\ 14\ 11.9$, $\delta = -49\ 19\ 27$ (J2000) et sa distance 53 pc (Holberg et al. 1998). Sa température de surface est $T_{\text{eff}} \simeq 65000$ K et sa gravité $\log g \simeq 7.4$ (Holberg et al. 1993; Finley et al. 1997). La densité de colonne en H I est assez mal connue sur cette ligne de visée: Wolff et al. (1998) obtiennent $N(\text{H I}) \simeq 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ à partir d'observations EUVE, et Holberg et al. (1998) $N(\text{H I}) \simeq 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ avec IUE.

Cette cible a elle aussi été observée régulièrement dans le cadre des programmes de calibration en flux. Sept observations différentes ont été utilisées (toutes en mode HIST): quatre avec la grande fente, deux avec la fente moyenne et une avec la petite fente.

Les quatre observations LWRS ont été réduites avec la version 1.7 de CALFUSE, les fenêtres d'extraction du spectre sur le détecteur 2-D ayant été ajustées afin d'assurer une meilleure sensibilité. Ces observations, qui ont été sommées de manière à obtenir un seul jeu de spectres LWRS, sont les suivantes :

- M1030304; 6 expositions d'environ 8 minutes, soit 50 minutes au total, réalisées le 31 octobre 1999.
- M1030305; 11 expositions de 7 à 10 minutes, soit près d'une heure et demi au total, réalisées le 3 juin 2000,
- M1030306; 7 expositions de 10 minutes, réalisées le 29 juin 2000,
- M1030307; 11 expositions de 7 à 8 minutes, soit près d'une heure et demi au total, réalisées le 17 août 2000.

Les deux observations MDRS ont été réduites avec la version 1.6.9 de CALFUSE et moyennées pour chaque canal. Il s'agit de :

- M1030201 ; 10 expositions de 8 minutes, soit près d'une heure et demi, réalisées le 2 juin 2000. Les canaux SiC n'étaient pas alignés lors de cette observations et seuls les deux canaux LiF sont disponibles.
- P1043801 ; 35 expositions de 5 à 8 minutes, soit plus de 4 heures et demi, réalisées le 3 juin 2000.

Ces deux ensembles de spectres LWRS (figure 4.31) et MDRS (figure 4.30) ont été complétés par une troisième observation, réalisée le 2 juin 2000 avec la fente HIRS. Celle-ci comportait 9 expositions de 8 minutes chacune et a été réduite avec la version 1.6.9 de CALFUSE. Les observations dans la petite fente n'en étaient alors qu'à leur phase de test, et seul le canal LiF1 est utilisable. Seule la raie Lyman β de ce canal a été utilisée pour les ajustements. L'aspect de ces spectres est assez semblable à celui des deux cibles précédentes : les raies de Lyman H I photosphériques sont visibles jusqu'à la discontinuité Lyman, l'essentiel des raies étant d'origine interstellaire.

Analyse

L'ajustement final a été réalisé simultanément sur ces trois jeux de données, avec une seule composante et les espèces D I, O I, N I, Fe II, Si II et P II. Celui-ci comportait 55 fenêtres pour environ 90 raies spectrales, majoritairement non saturées. Un modèle de naine blanche a été ajusté par Pierre Chayer à partir de ce spectre ; les valeurs obtenues ($T_{\text{eff}} \simeq 66000$ K et $\log g \simeq 7.4$) sont en accord avec celles de la littérature. Ce modèle a été utilisé afin d'identifier les raies d'origine stellaire dans le spectre. Les fenêtres présentant des confusions entre raies stellaires et interstellaires n'ont pas été incluses dans l'ajustement.

Les densités de colonne obtenues dépendant significativement du niveau de zéro, celui-ci a été ajusté pour chaque fenêtre par rapport à la raie H I la plus proche ; en effet, celles-ci étant systématiquement saturées, le fond de ces raies représente une bonne indication du niveau de flux nul. La figure 4.32 présente quatre ajustements de raies de D I, le tracé des 55 fenêtres étant reporté en annexe (figures A.12, A.13, A.14 et A.15). Les densités de colonne obtenues sont dans la table 4.13. La table 4.13 présente les densités de colonne obtenues.

Les variations du χ^2 en fonction de $N(\text{D I})$, $N(\text{O I})$ et D/O sont présentées en figure 4.33. Elles permettent d'obtenir les barres d'erreur suivantes, à 1σ :

$$N(\text{D I}) = 8.55^{+0.45}_{-0.45} \times 10^{13} \text{cm}^{-2} ,$$

$$N(\text{O I}) = 2.15^{+0.20}_{-0.15} \times 10^{15} \text{cm}^{-2} ,$$

$$\text{D/O} = 4.1^{+0.3}_{-0.2} \times 10^{-2} .$$

Les valeurs obtenues pour la température et la vitesse de turbulence sont $T \simeq 3000$ K et $\sigma \simeq 5 \text{ km s}^{-1}$. Ces valeurs sont probablement assez imprécises du fait de l'incertitude sur la forme et la largeur de la PSF ainsi que sur le nombre de composantes présentes sur la ligne de visée. Le fait de n'ajuster pour l'essentiel que des raies non saturées augmente également cette incertitude. Il permet cependant de rendre les densités de colonne assez peu sensibles aux valeurs exactes de T et σ , comme on peut le voir sur la figure 4.34.

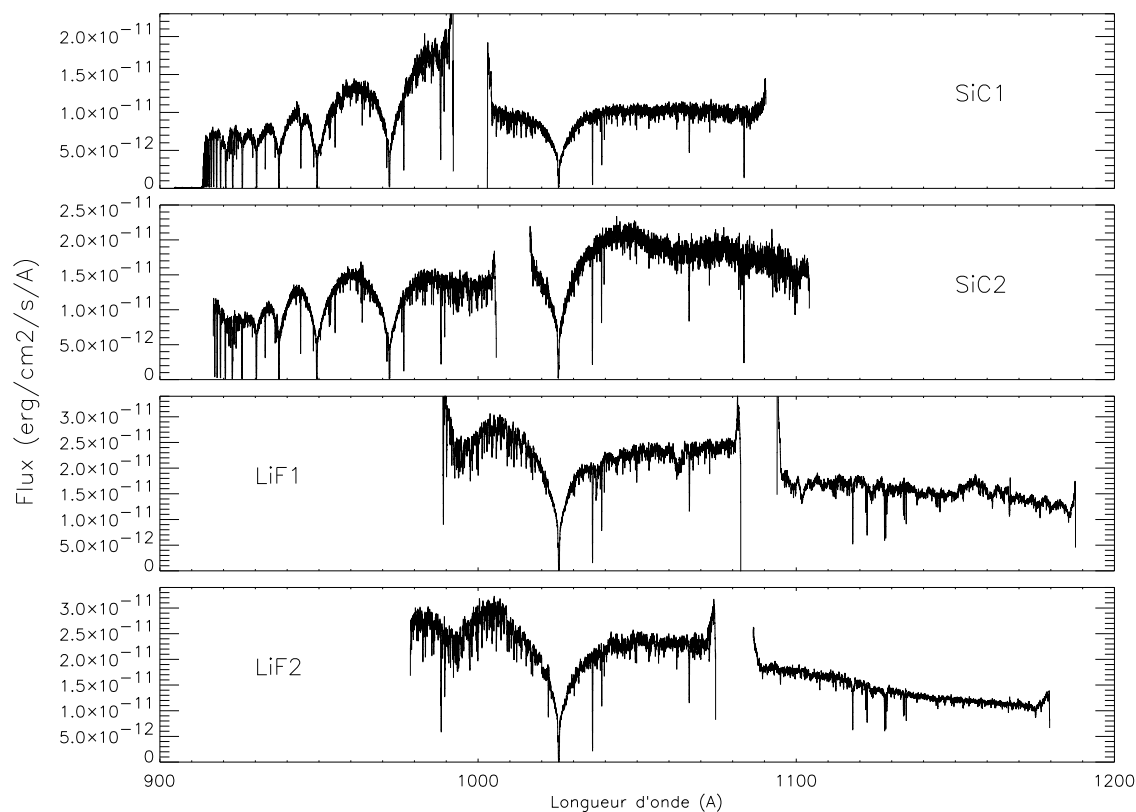


FIG. 4.30 – Spectre MDRS FUSE de WD 2211-495.

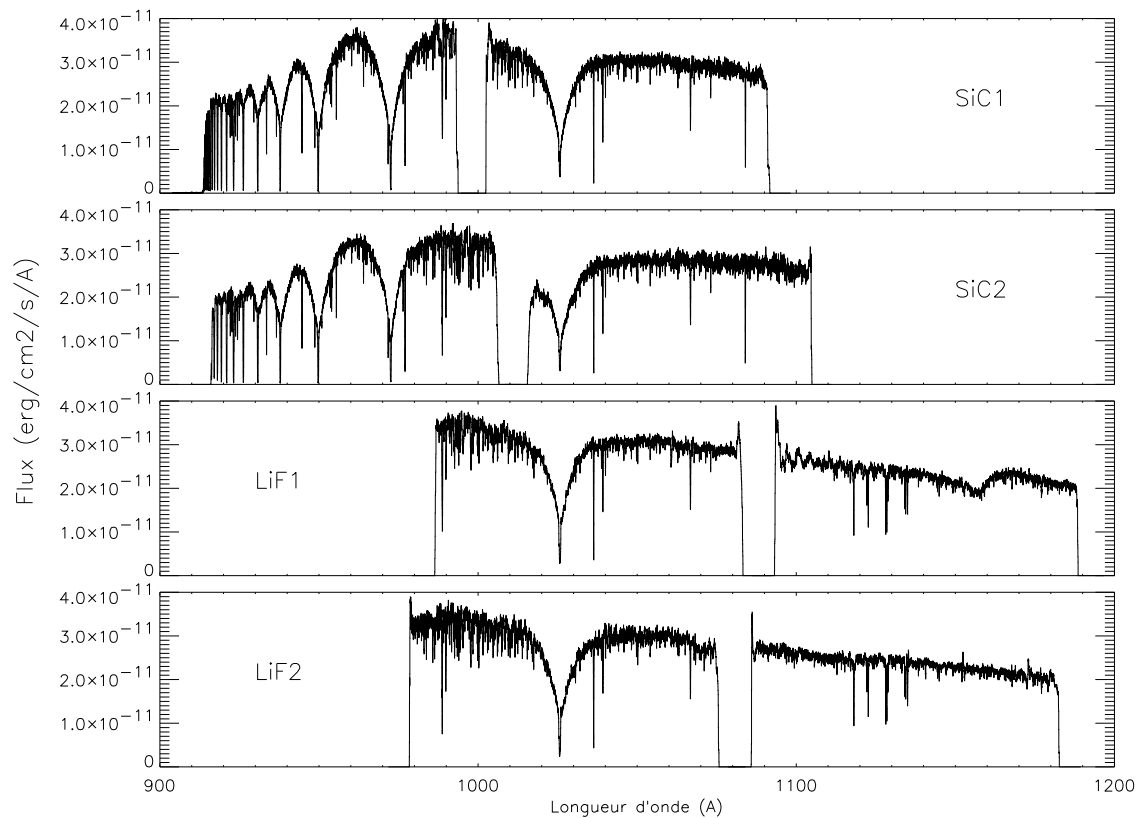


FIG. 4.31 – Spectre LWRs FUSE de WD 2211-495.

TAB. 4.12 – Raies D I et O I utilisées lors des ajustements de WD 2211-495.

D I		O I	
longueur d'onde (Å)	nombre	longueur d'onde (Å)	nombre
1025.4434	9	976.4481	2
972.2723	4	972.1422	4
949.4847	4	971.7376	2
937.5484	2	948.6855	4
930.4951	4	936.6295	4
925.9737	1	930.2566	4
916.9311	2	929.5168	4
		925.4420	2
		924.9520	4
		921.8570	3
		919.9080	2
		919.6580	4
		916.8150	2

TAB. 4.13 – Densités de colonnes obtenues sur la ligne de visée de WD 2211-495.

Espèce	Densité de colonne
D I	$8.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$
O I	$2.1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$
N I	$1.7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
Fe II	$1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$
Si II	$7.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$

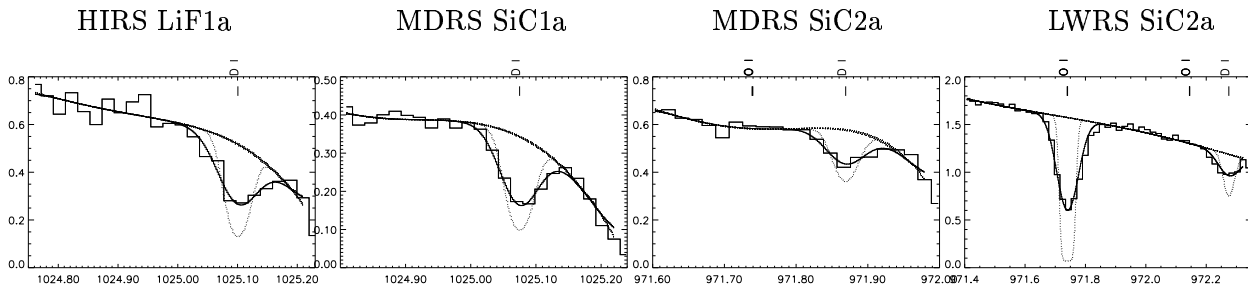


FIG. 4.32 – Ajustement de raies D I vers WD 2211-495. Les données sont les lignes tracées en type histogramme. Les raies individuelles non-convoluées par la PSF sont tracées en pointillés. L'ajustement final est en trait plein. Les autres fenêtres de l'ajustement de WD 2211-495 sont en annexe (figures A.12, A.13, A.14 et A.15).

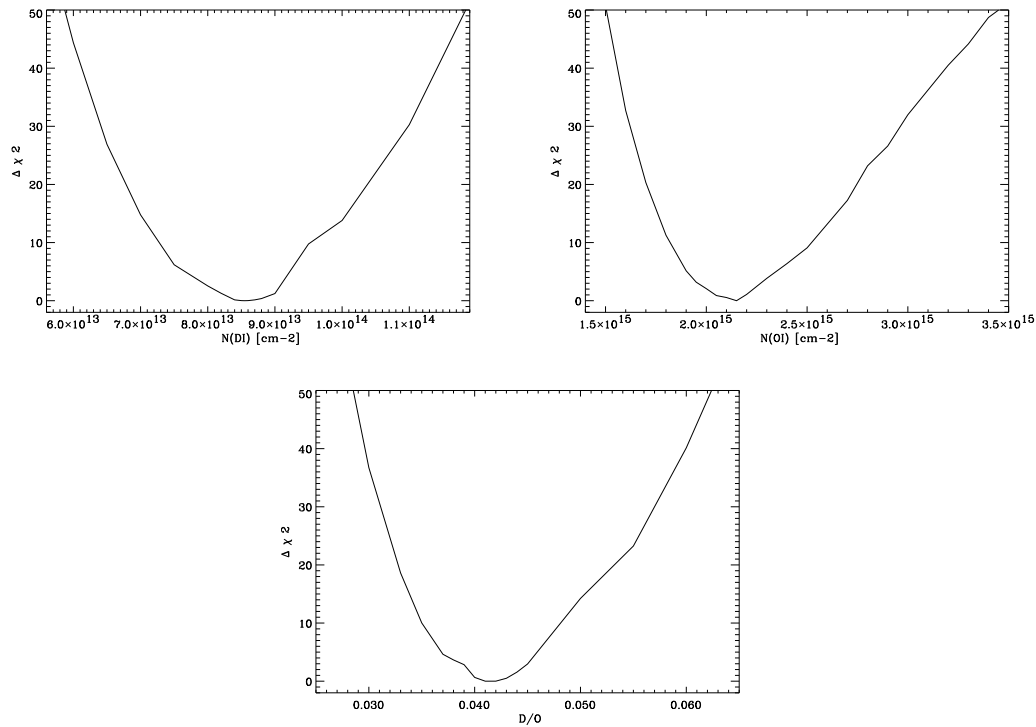
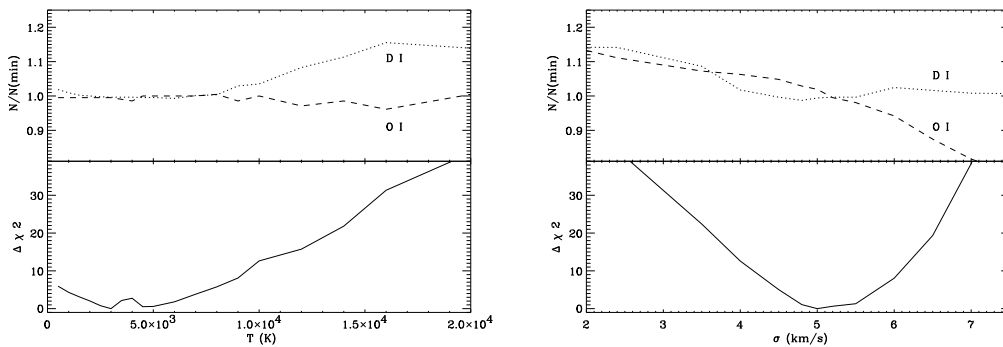
FIG. 4.33 – $\Delta\chi^2$ et D/O vers WD 2211-495.

FIG. 4.34 – **Influences de T et σ sur $N(\text{DI})$ et $N(\text{OI})$ vers WD 2211-49.** Ces figures représentent le variations de χ^2 en fonction de T et de σ (panels du bas) et les variations correspondantes de $N(\text{DI})$ et $N(\text{OI})$ (panels du haut). Les valeurs de $N(\text{DI})$ (pointillés) et de $N(\text{OI})$ (tirets) tracées sont les valeurs relatives à la meilleure valeur trouvée (pour le minimum de χ^2). On voit qu'à au moins 4σ , l'incertitude sur T et σ n'implique qu'une incertitude inférieure à 10% sur les densités de colonne.

4.4 Conclusion

Ces premières études de lignes de visée avec FUSE ont donc permis de mesurer les densités de colonne de deutérium avec une précision de l'ordre de $\sim 10\%$. Les mesures de densités de colonne d'hydrogène n'ont pas encore pu être menées. Une meilleure connaissance de l'instrument, et notamment de sa PSF, seront nécessaires à sa mesure, ainsi qu'éventuellement des données à plus haute résolution spectrale afin de déterminer les structures en vitesse des lignes de visée. Enfin, des observations à Lyman α avec le Télescope spatial *Hubble* et STIS devraient permettre de mesurer avec une meilleure précision $N(\text{H I})$, notamment pour les densités de colonne les plus faibles (de l'ordre de 10×10^{18} à $10 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$) pour lesquelles les raies de Lyman de la série de l'hydrogène ne présentent pas d'ailes lorentziennes significatives dans le domaine de FUSE.

Il est cependant dès à présent possible de mesurer dans beaucoup de cas le rapport D/O, uniquement à partir des spectres FUSE. Cinq cas ont été présentés ici. Les valeurs obtenues sont reportées sur la figure 4.35.

La statistique est pour l'instant trop faible pour pouvoir en tirer des conclusions sur les variations éventuelles de ce rapport dans le milieu interstellaire. On peut estimer qu'un sondage d'une trentaine de cibles représente un échantillon statistiquement valable. Ce nombre devrait être atteint avec FUSE. Si ces mesures indiquent que D/O varie très peu dans le milieu interstellaire, cela constituera un argument très fort contre les variations de $(\text{D}/\text{H})_{\text{ISM}}$. À l'inverse, des variations de D/O pourraient être interprétées comme la signature des variations de $(\text{D}/\text{H})_{\text{ISM}}$. Elles pourraient cependant également être comprises en terme de variations de O/H, même si les observations de GHRS (Meyer et al. 1998) ne semblent pas appuyer cette hypothèse.

On peut d'ores et déjà constater que pour les plus faibles densités de colonne de D I, donc pour le milieu interstellaire local, les trois valeurs obtenues sont en accord avec une valeur moyenne $\text{D}/\text{O} = 3.9 \pm 0.2 \times 10^{-2}$. Ces valeurs sont essentiellement obtenues à partir de raies non saturées ; elles sont donc très fiables. Si ce résultat venait à se confirmer sur un plus grand nombre de cibles et avec une faible dispersion, il semblerait infirmer les variations préalablement observées de l'abondance du deutérium. Cette valeur impliquerait $(\text{D}/\text{H})_{\text{ISM}} = 1.25 \pm 0.1 \times 10^{-5}$, en admettant la valeur $\text{O}/\text{H} = 3.19 \pm 0.14 \times 10^{-4}$ (Meyer et al. 1998). Or, cette valeur est plus basse que celle observée dans le milieu local vers Capella : $(\text{D}/\text{H})_{\text{ISM}} = 1.6 \pm 0.1 \times 10^{-5}$ (Linsky et al. 1995) ; cette dernière valeur correspond à $\text{D}/\text{O} = 5.0 \pm 0.4 \times 10^{-2}$. Ainsi, même si les valeurs $\text{D}/\text{O} \simeq 3.9 \times 10^{-2}$, et donc $(\text{D}/\text{H})_{\text{ISM}} \simeq 1.25 \times 10^{-5}$, venaient à se confirmer dans le milieu interstellaire local, il resterait à comprendre pourquoi elle est légèrement supérieure vers Capella, ou légèrement inférieure vers G191-B2B.

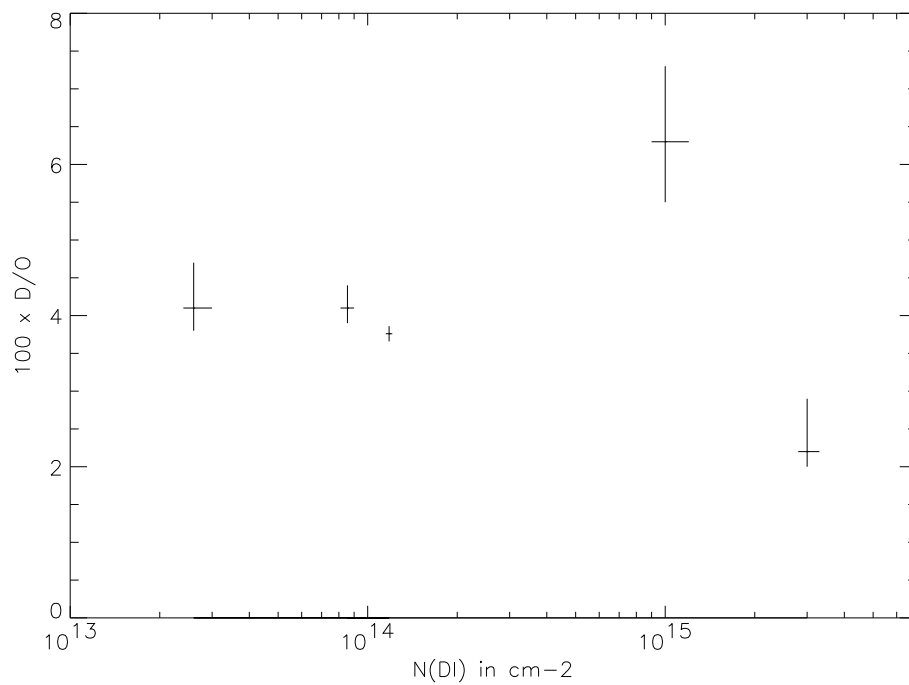


FIG. 4.35 – **Mesure de D/O dans cinq lignes de visée avec FUSE.** Par ordre de densité de colonne de D I croissante, les cibles représentées sont G191-B2B, WD 2211-495, WD 1634-573, BD+28 4211 et WD 2317-05.

Chapitre 5

Étude des raies de Balmer du deutérium

5.1 Présentation

La méthode standard de mesure de D/H consiste à observer en absorption les séries de Lyman de l'hydrogène et du deutérium. Bien qu'étant actuellement la plus fiable, cette technique présente des possibilités d'erreurs systématiques, comme on l'a vu dans les chapitres précédents. Il est donc utile de chercher à mettre au point de nouvelles méthodes de mesure de D/H. C'est dans cet esprit qu'a été entreprise l'étude des raies de Balmer du deutérium.

Comme pour la série de Lyman, la série de Balmer du deutérium (raies $D\alpha$, $D\beta$, $D\gamma$, etc.¹) est décalée de 81.6 km s^{-1} vers le bleu par rapport à la série de Balmer de l'hydrogène ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, etc.) du fait de la différence de masse entre ces deux isotopes. Mais alors que la série de Lyman est située dans le domaine ultraviolet, du moins lorsqu'elle n'est pas suffisamment décalée vers le rouge, la série de Balmer est entièrement dans le domaine visible (table 5.1). Elle peut donc être observée depuis le sol, alors que l'observation de la série de Lyman nécessite l'utilisation de télescopes orbitaux.

En 1997, la détection des raies de Balmer du deutérium n'avait jamais été rapportée. $D\alpha$ a été recherchée en absorption dans les photosphères du Soleil (Kinman 1956 ; Beckers 1975) et d'autres étoiles (Peimbert & Wallerstein 1965 ; Peimbert et al. 1981 ; Ferlet et al. 1983 ; Vidal-Madjar et al. 1988). Ces observations ont permis de poser des limites supérieures à D/H. Ces limites étant inférieures aux valeurs mesurées, par exemple, dans le milieu interstellaire, elles ont permis de vérifier que le deutérium était bien détruit dans les étoiles. La raie $D\alpha$ a également été recherchée en émission dans la nébuleuse d'Orion avec des interféromètres de Fabry-Perot, sans qu'aucune détection ne soit rapportée (Traub et al. 1974 ; Heiligman & Trauger 1984). Les limites supérieures de D/H obtenues à partir de ces observations sont résumées sur le tableau 5.2.

Les raies de Balmer du deutérium n'ayant jamais été observées, la priorité a été mise sur leur détection et leur identification, et en premier lieu sur $D\alpha$. Rechercher $D\alpha$ en absorption dans des étoiles est *a priori* très défavorable, le deutérium étant détruit dans les étoiles. Rechercher $D\alpha$ en émission dans des régions H II apparaissait bien plus prometteur. On s'attend *a priori* à trouver dans les régions H II des abondances de deutérium proches des valeurs interstellaires, donc de l'ordre de $D/H \simeq 10^{-5}$.

Dans les régions H II, l'idée la plus naturelle est de rechercher des raies de recombinaison. Ces raies sont émises dans les régions ionisées (régions H II), dans lesquelles les ions retombent

1. On peut également noter D3, D4, D5, etc. (ou H3, H4, H5, etc.) les raies de Balmer du deutérium (ou de l'hydrogène), en référence au nombre quantique principal n de l'état final de la transition.

TAB. 5.1 – Séries de Balmer de l’hydrogène et du deutérium.

Hydrogène			Deutérium		
Raie		λ (Å)	Raie		λ (Å)
H α	H3	6562.80	D α	D3	6561.01
H β	H4	4861.32	D β	D4	4860.00
H γ	H5	4340.46	D γ	D5	4339.27
H δ	H6	4101.73	D δ	D6	4100.60
H ϵ	H7	3970.07	D ϵ	D7	3968.99
H ζ	H8	3889.05	D ζ	D8	3887.99
H η	H9	3835.38	D η	D9	3834.34
	H10	3797.90		D10	3796.86
	H11	3770.63		D11	3769.60
	H12	3750.15		D12	3749.13
	H13	3734.37		D13	3733.35
	H14	3721.94		D14	3720.91
	H15	3711.97		D15	3710.96
	H16	3703.85		D16	3702.84
	H17	3697.15		D17	3696.15
	H18	3691.55		D18	3690.55
	H19	3686.83		D19	3685.83
	H20	3682.81		D20	3681.81
	–	–			
	H ∞	3646.0			

spontanément dans leur état neutre (on dit qu’ils se *recombinent*) avant d’être à nouveau ionisés, généralement par le flux UV d’une étoile chaude. La recombinaison se fait par cascades radiatives entre les niveaux de moins en moins excités des atomes neutres, jusqu’à leur état fondamental (nombre quantique principal $n = 1$). Ainsi, l’hydrogène et le deutérium ionisés d’une régions H II émettent par recombinaison. Les raies observées sont des raies H I et D I, mais elles tracent le milieu ionisé (H II et D II). Elles en ont donc les caractéristiques et notamment, leur élargissement thermique vaut typiquement 10000 K.

Les raies de Balmer ont pour état final le deuxième niveau des atomes d’hydrogène ou de deutérium ($n = 2$) ; il s’agit donc de transitions entre deux niveaux excités. Les atomes interstellaires étant dans leur niveau fondamental, les photons Balmer émis ne vont pas être absorbés. En première approximation, les raies D α et H α nous parviennent donc dans un rapport de flux égal au rapport des densités de colonnes des régions émettrices et $F(\text{D}\alpha)/F(\text{H}\alpha)$ est égal à D/H (il peut en fait y avoir un écart à cette proportionnalité, provoqué par les différences de profondeurs optiques des raies Lyman de l’hydrogène et du deutérium).

Il s’agissait donc tout d’abord de chercher à détecter une raie située à $\sim -80 \text{ km s}^{-1}$ de H α et *a priori* environ cent mille fois moins intense. Une telle détection nécessite à la fois d’avoir une bonne résolution spectrale et une bonne sensibilité.

La détectabilité d’une telle raie dépend en fait énormément de la forme et du niveau de l’aile de diffusion de H α , sous-jacente à D α . La diffusion propres aux ailes lointaines de H α est assez mal connue à cette échelle. Elle peut de plus être altérée par une diffusion d’origine instrumentale. Des simulations ont été réalisées pour différents niveaux de diffusion de H α , faisant apparaître des cas potentiellement favorables à la détection de D α .

TAB. 5.2 – Précédentes recherches de $D\alpha$.

Cible	Type	Limite supérieure de D/H	Référence
Soleil	absorption	$< 4 \times 10^{-7}$	Kinman (1956)
Soleil	absorption	$< 2.5 \times 10^{-7}$	Beckers (1975)
9 étoiles	absorption	$< 7 \times 10^{-4} - 4 \times 10^{-6}$	Peimbert & Wallerstein (1965)
Canopus	absorption	$< 9.0 \times 10^{-6}$	Peimbert et al. (1981)
Canopus	absorption	$< 5 \times 10^{-7}$	Ferlet et al. (1983)
α Pavonis	absorption	$< 5 \times 10^{-6}$	Vidal-Madjar et al. (1988)
Orion	émission	$< 1.3 \times 10^{-4}$	Traub et al. (1974)
Orion	émission	$< 2 \times 10^{-4}$	Heiligman & Trauger (1984)

Une observation préliminaire de la Nébuleuse d'Orion a alors été réalisée au télescope Canada-France-Hawaii (CFHT). Elle a permis d'identifier une émission faible dans l'aile bleue de $H\alpha$, proche de la position attendue de $D\alpha$. Cette raie pouvait s'identifier avec $D\alpha$, en admettant que l'émission n'était pas due à de la recombinaison mais plutôt à de la fluorescence par les atomes neutres de deutérium. Cette interprétation est discutée dans ce chapitre ainsi que les différentes observations qui ont permis de la confirmer.

5.2 Observations de la Nébuleuse d'Orion (M 42)

Les premières observations des raies de Balmer du deutérium ont été réalisées dans la Nébuleuse d'Orion. Cette région H II est l'une des plus brillantes, et probablement la plus observée et la mieux connue. Cette partie présente les observations d'Orion menées au CFHT et au VLT.

5.2.1 Détection de $D\alpha$ et $D\beta$ (observations CFHT)

La raie recherchée étant très faible, il a été décidé d'observer cet objet étendu avec une longue fente, afin de maximiser le flux en sommant l'information le long de la fente. Les spectroscopes à longue fente ne permettent cependant généralement pas d'obtenir une grande résolution spectrale. Le choix s'est donc porté sur l'utilisation d'un spectroscopie échelle, un tel instrument étant capable d'atteindre des résolutions supérieures à $R = 40000$. Ces instruments sont usuellement employés pour observer à haute résolution des objets ponctuels avec des petites fentes ou des *image slicers*. Les différents ordres sont dispersés les uns au-dessus des autres, ce qui donne au spectre obtenu l'aspect d'une échelle. L'utilisation d'un tel instrument avec une longue fente entraîne un recouvrement entre les ordres, ce qui rend difficilement exploitable les spectres obtenus. Il est cependant possible d'isoler un seul ordre en utilisant un filtre interférentiel dont la fenêtre spectrale est plus étroite que la longueur d'un ordre (typiquement, quelques angströms à quelques dizaines d'angströms).

Une proposition d'observation utilisant un tel montage sur le spectroscopie Gecko, placé au foyer coudé du CFHT, a été soumise au Comité Français des Grands Télescopes (CFGF) pour le premier semestre 1998. Étant donnée la période d'observation, la cible proposée était la nébuleuse M 8, qui présente à la fois un flux important et une raie $H\alpha$ relativement étroite, pouvant laisser espérer un niveau de diffusion des ailes moins gênant.

Cette proposition a été refusée mais le CFGF nous a autorisé à faire une observation test sur la Nébuleuse d'Orion, au cours d'une autre mission au CFHT (faite, elle, dans le cadre de la préparation de la mission FUSE; voir partie 3.2.2).

Cette observation a été réalisée en octobre 1997 et deux fins de nuits ont pu lui être consacrées (6 heures au total). La région observée dans Orion (2.5' au Sud de l'étoile θ^1 Ori C) est assez brillante et suffisamment loin des étoiles du Trapèze pour éviter des pollutions par la lumière stellaire. Une pose cumulée de 4.5 heures a été réalisée avec un pouvoir de résolution spectrale de 40000. Des petites rotations du réseau étaient effectuées d'une exposition à l'autre afin d'identifier de possibles raies fantômes, susceptibles d'être confondues avec $D\alpha$. Une pose de 20 minutes à plus haute résolution ($R = 80000$) a également été réalisée afin de résoudre une structure qui apparaissait dans l'aile bleue de la raie $[N II]$ (6548 Å). Les spectres obtenus sont tracés en bas de la figure 5.1.

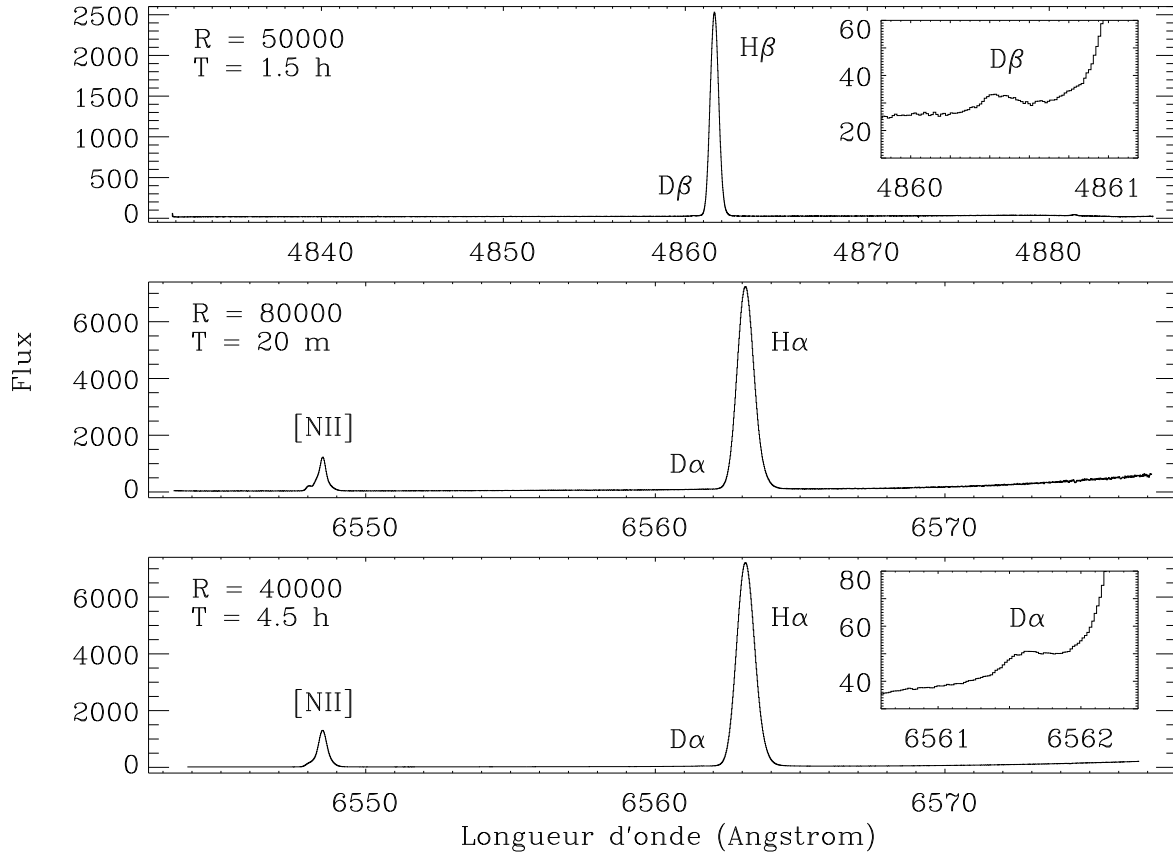


FIG. 5.1 – **Observations CFHT de la Nébuleuse d'Orion.** Les observations à $H\alpha$ ont été réalisées en octobre 1997, celles à $H\beta$ en septembre 1999. Le temps de pose et la résolution spectrales sont indiqués pour chaque spectre. Les régions spectrales où apparaissent les raies $D I$ sont agrandies.

Une faible raie en émission a été détectée dans l'aile bleue de $H\alpha$ (voir en bas à droite de la figure 5.1). Elle ne présentait cependant pas les propriétés attendues d'une raie $D I$ de recombinaison : elle était située à un peu moins de 12 km s^{-1} de la position de $D\alpha$, elle était très étroite et environ dix fois plus intense qu'attendu, en admettant $D/H \simeq 10^{-5}$. Il semblait donc que cette raie ne puisse s'identifier avec $D I$.

Les tentatives d'identifications alternatives sont cependant restées vaines. Cette raie ne correspondait à aucun élément du programme de synthèse spectrale destiné à l'analyse des spectres

nébulaires très profonds développé par Morisset & Péquignot. De même, elle ne correspondait à aucune raie quasi-moléculaire. Son étroitesse permettait d'exclure un motif Raman. Enfin, la possibilité d'une structure en H I à grande vitesse semblait assez improbable, la raie étant détectée tout le long de la fente (voir figure 5.2) et la recombinaison semblant impossible du fait de la largeur de la raie.

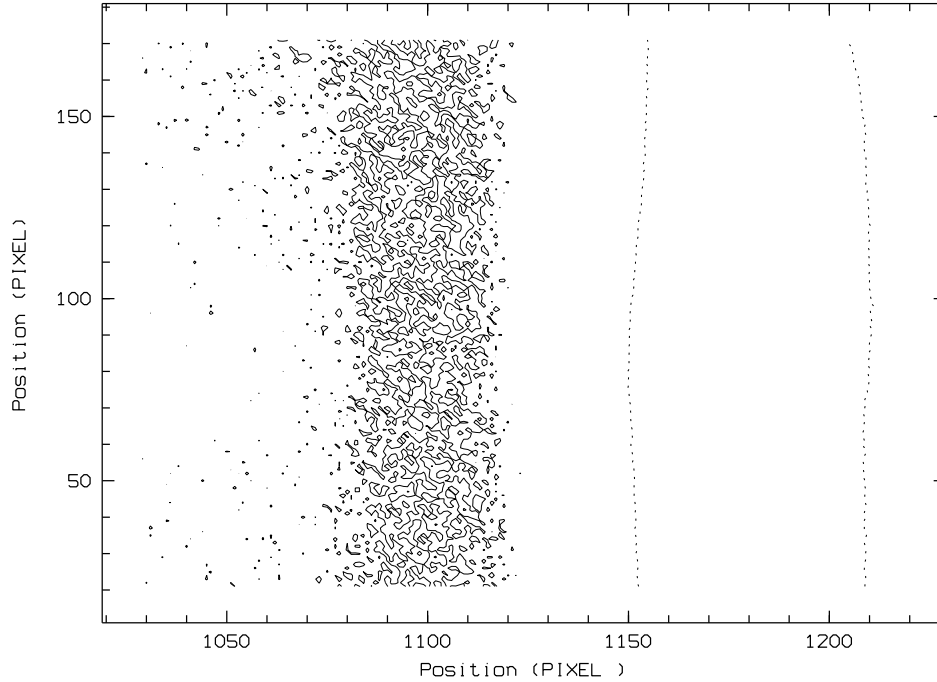


FIG. 5.2 – **Analyse spatiale de $D\alpha$ dans Orion le long de la fente.** Cette carte de contours lissés est tracée sur une image brute du détecteur, obtenue au CFHT en octobre 1997, n'ayant subi que les corrections de courant d'obscurité et de champ plat. L'abscisse et l'ordonnée sont parallèles respectivement au sens de dispersion et à la fente. Les deux niveaux de flux représentés tracent $D\alpha$ (ligne pleine, entre les colonnes 1090 et 1110) et $H\alpha$ (pointillés, entre les colonnes 1150 et 1210). Ces deux niveaux correspondent respectivement à des valeurs proches de 50 et 3000 sur l'ordonnée de la figure 5.1 (figure du bas), le second étant évidemment moins bruité. Aucune variation significative n'est détectée sur les ~ 150 pixels disponibles, soit sur ~ 1 minute d'angle sur le ciel. L'émission située dans l'aile bleue de $H\alpha$ ne semble donc pas être due à des flots localisés de matières à grande vitesse, en général inférieurs à la minute d'angle dans Orion (Massey & Meaburn 1995).

La raie connue la plus proche étant bien $D\alpha$ et l'écart en vitesse avec $H\alpha$ restant compatible avec les champs de vitesse dans Orion, l'hypothèse suivant laquelle il puisse s'agir de $D\alpha$ n'a pas été abandonnée. Une telle identification obligeait à admettre soit l'existence d'une zone très enrichie en deutérium, soit l'existence d'un processus capable d'exciter très sélectivement $D\alpha$. Quelqu'en soit l'explication ultime, cette raie, très étroite, ne pouvait provenir que d'une région plutôt froide et/ou localisée le long de la ligne de visée.

C'est alors que la fluorescence a été proposée comme processus d'émission par Daniel Péquignot, de l'Observatoire de Paris-Meudon (DAEC) : cette raie serait bien $D\alpha$ et serait émise par fluorescence du continu UV stellaire par les atomes neutres de deutérium de la PDR (la *Photon*

Dominated Region, c'est-à-dire la zone neutre séparant la région ionisée du nuage moléculaire situé derrière). Cette hypothèse permettait d'expliquer la vitesse de la raie (dans Orion, la PDR est décalée d'environ 10 km s^{-1} par rapport à la région ionisée), son étroitesse (la PDR est peu turbulente et froide) et son flux (les premières estimations indiquaient $F(\text{D}\alpha)/F(\text{H}\alpha) \simeq 10^{-4}$).

Plusieurs tests observationnels ont été proposés afin d'étayer cette hypothèse :

- observer la même région à $\text{H}\beta$, afin d'éliminer la possibilité que cette raie soit due à un élément non-identifié,
- en cas de détection de $\text{D}\beta$, comparer les rapports $F(\text{D}\alpha)/F(\text{H}\alpha)$ et $F(\text{D}\beta)/F(\text{H}\beta)$, égaux en cas de recombinaison mais généralement différents en cas de fluorescence,
- observer d'autres raies émises par la PDR (Si II , $\text{O I} \dots$) afin d'observer des corrélations en vitesse,
- observer plusieurs régions dans Orion et d'autres régions H II , afin d'éliminer définitivement la possibilité de structures à grandes vitesses dans le cas de détection systématiques.

Ce programme d'observation a été proposé deux fois au CFHT et une fois à l'ESO, mais malheureusement refusé à chaque fois. Il a finalement été accepté au CFHT lors d'une nouvelle demande ; deux nuits lui ont été attribuées en septembre 1999, Orion n'étant alors visible que deux heures en fin de nuit (les premières parties de nuits ont alors été consacrées à l'observation de nébuleuses planétaires ; voir section 5.8).

Seules les observations à $\text{H}\beta$ ont pu être menées. Elles ont permis de détecter une faible raie en émission à la même vitesse que $\text{D}\alpha$. Cette raie était détectée dans plusieurs régions dans Orion et le rapport $F(\text{D}\beta)/F(\text{H}\beta)$ était près de trois fois supérieur au rapport $F(\text{D}\alpha)/F(\text{H}\alpha)$. Cela permettait donc de conclure avec un très bon niveau de confiance à l'identification de $\text{D}\alpha$ et $\text{D}\beta$. Le processus de recombinaison pouvait également être rejeté du fait de l'étroitesse de ces raies et de leur flux relatif (on peut imaginer à la rigueur un "rougissement différentiel" déséquilibrant le rapport $F(\text{D}\alpha)/F(\text{D}\beta)$ en faveur de $\text{D}\alpha$, mais il n'existe pas de "bleuissement" différentiel, et le rougissement dans Orion est assez bien connu).

La description des observations et de leur réduction ainsi que l'argumentation permettant de conclure quant à l'identification avec D I sont discutées dans l'article reproduit dans la partie suivante.

5.2.2 Publication

L'article reproduit ici a été publié par *Astronomy & Astrophysics Letters* en février 2000 (Hébrard et al. 2000a).

Cette première identification des raies de Balmer du deutérium a également été présentée au Symposium 198 de l'IAU (Hébrard et al. 1999b) et dans le *Bulletin* du CFHT (Hébrard et al. 2000b). Elle a d'autre part fait l'objet de la *Picture of the Week* du CFHT en mai 2000 (<http://www.cfht.hawaii.edu/Science/Astros/Imageofweek/iow.html>).

Astron. Astrophys. 354, L79–L82 (2000)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS*Letter to the Editor***Detection of deuterium Balmer lines in the Orion Nebula*****G. Hébrard¹, D. Péquignot², A. Vidal-Madjar¹, J.R. Walsh³, and R. Ferlet¹**¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis Boulevard Arago, 75014 Paris, France (hebrard@iap.fr, vidalmadjar, ferlet).² Laboratoire d'Astrophysique Extragalactique et de Cosmologie associé au CNRS (UMR 8631) et à l'Université Paris 7, DAEC, Observatoire de Paris-Meudon, 92195 Meudon Cédex, France (daniel.pequignot@obspm.fr).³ Space Telescope European Co-ordinating Facility, European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, 85748 Garching bei München, Germany (jwalsh@eso.org).

Received 5 January 2000 / Accepted 7 February 2000

Abstract. The detection and first identification of the deuterium Balmer emission lines, $D\alpha$ and $D\beta$, in the core of the Orion Nebula is reported. These lines are very narrow, have identical 11 km s^{-1} velocity shifts with respect to $H\alpha$ and $H\beta$, are probably excited by UV continuum fluorescence from the Lyman ($D\text{ I}$) lines and arise from the interface between the $H\text{ II}$ region and the molecular cloud.

Key words: line: formation – line: identification – ISM: atoms, ions – ISM: $H\text{ II}$ regions – ISM: individual objects: M42 – cosmology: observations

1. Introduction

Deuterium is believed to be entirely produced in the Big Bang and then steadily destroyed by astration (Epstein et al. 1976). Standard models predict a decrease of its abundance by a factor 2–3 in 15 Gyrs (e.g., Tosi et al. 1998). This picture is essentially constrained by deuterium abundance determinations at ~ 15 Gyrs (primordial intergalactic clouds), 4.5 Gyrs (protosolar) and 0.0 Gyrs (interstellar medium). Although the evolution of the deuterium abundance seems to be qualitatively understood, the measurements show some dispersion. Thus, absorption in the Lyman series provides interstellar deuterium abundance $(D/H)_{ISM} \simeq 1.5 \times 10^{-5}$ (Linsky 1998), but with fluctuations that may well be real (Vidal-Madjar et al. 1998). These dispersions led to the development of non-standard models in which, for example, deuterium may either decrease by more than a factor 4 in 15 Gyrs (e.g., Vangioni-Flam et al. 1994) or be created/destroyed by new mechanisms [e.g., Lemoine et al. (1999) for a review].

A detailed appraisal of the evolution of deuterium is crucial for cosmology and galactic chemical evolution. The most reliable estimate of $(D/H)_{ISM}$ to date is based on far-UV ob-

servation from space (Copernicus, IMAPS, HST or FUSE) of the Lyman lines of D and H in absorption. These lines are also observed in the optical and near-UV to obtain D/H in high redshift quasar absorbers. Other D/H determinations include *in situ* measurements in the Solar System (e.g., Mahaffy et al. 1998), observations of molecules such as HD or DCN (e.g., Bertoldi et al. 1999) and observations of $D\text{ I } 92 \text{ cm}$ (e.g., Chengalur et al. 1997).

New methods to determine D/H are of interest. One possibility is ground-based observation of the deuterium lines. The isotope shift of the deuterium Balmer lines with respect to the hydrogen Balmer lines is -81.6 km s^{-1} . These $D\text{ I}$ lines have never been identified before. Attempts to detect $D\alpha$ in absorption in the Sun (Beckers 1975) and early-type stars (e.g., Vidal-Madjar et al. 1988) were unsuccessful (D is destroyed in stars). Traub et al. (1974) observed $H\alpha$ in the Orion Nebula using three-etalon Fabry-Perot spectrometers and reported D/H upper limits.

Here we report on spectra of Orion, secured at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT). Emission lines detected in the blue wings of $H\alpha$ and $H\beta$ are identified with $D\alpha$ and $D\beta$. A preliminary account was presented by Hébrard et al. (1999). Observations are described in Sect. 2, the identification and the origin of the lines in Sect. 3 and 4 and the excitation mechanism in Sect. 5.

2. Observations, data reduction and results

Observations of the Orion Nebula (M 42, NGC 1976) were conducted at the 3.6m CFHT, using the Echelle spectrograph Gecko at the Coudé focus with a slit length of $\sim 40''$. The $H\alpha$ and $H\beta$ spectral ranges were observed in October 1997 and September 1999 respectively. For $H\alpha$, the entrance slit was 1.2mm wide ($3.5''$ on the sky), providing a resolution $R = \lambda/\Delta\lambda \simeq 40\,000$ ($\sim 7.5 \text{ km s}^{-1}$); the detector was the 2048×2048 “Loral 5” thin CCD and the spectral range was $6544\text{\AA} - 6576\text{\AA}$. For $H\beta$, the slit was 0.8mm wide ($2.3''$) leading to

Send offprint requests to: Guillaume Hébrard

* Based on observations collected at the Canada-France-Hawaii Telescope, Hawaii, USA.

L80

G. Hébrard et al.: Detection of deuterium Balmer lines in the Orion Nebula

$R \simeq 50\,000$ ($\sim 6\text{ km s}^{-1}$); the detector was the 2048×4500 "EEV2" thin CCD and the spectral range was $4832\text{Å} - 4885\text{Å}$.

The slit was centred $2.5'$ South of θ^1 Ori C (HD 37022), the brightest star of the Trapezium. The slit orientation was slowly rotating during the exposures (Coudé focus). Totals of 4.5 and 1.5 hours were devoted to $H\alpha$ and $H\beta$ respectively, divided in 30 – 45 min sub-exposures. Small rotations of the grating were applied between $H\alpha$ sub-exposures in order to disclose ghosts that may depend on grating setting. $H\alpha$ was also observed at higher resolution ($R \simeq 80\,000$) in the same area for 20 min. Finally, $H\beta$ was observed $2.5'$ North and $20''$ South of θ^1 Ori C with shorter exposures and $R \simeq 50\,000$. Bias, flats and Thorium-Neon lamp calibration exposures were secured regularly during the observations for each instrument configuration.

The spectra were reduced using MIDAS software. The steps of the data reduction were as follows: (1) bias subtraction; (2) flat division; (3) bad pixel and cosmic cleaning; (4) summing the rows to transform the 2D-spectra into 1D-spectra; (5) wavelength calibration; (6) shift to the heliocentric frame; (7) alignment of the different sub-exposures; and (8) summing up of the sub-exposures. After shifting to the heliocentric frame, both $H\alpha$ and $H\beta$ were fitted by a Gaussian on each sub-exposure. The standard deviation of the Gaussian peaks was less than 1 km s^{-1} . Sub-exposures were shifted to the average peak before summation in order to preserve the spectral resolution. An interfering signal, instrumental in origin, appeared in the $H\beta$ spectra, producing small oscillations in the dispersion direction, which slightly increased the noise level. Wavelengths are determined to better than 1.5 km s^{-1} and 1.0 km s^{-1} in the $H\alpha$ and $H\beta$ final spectra respectively.

Two weak emission lines are obvious in the blue wings of $H\alpha$ and $H\beta$ (Fig 1). Anticipating the conclusion of Sect. 3, the weak lines are already identified with $D\alpha$ and $D\beta$ in Table 1, where results of Gaussian fits to $H\alpha$, $H\beta$, $D\alpha$ and $D\beta$ are given. The full widths at half maximum (FWHM) of the deuterium lines are much smaller than those of the hydrogen lines. Relative fluxes (last row of Table 1) are based on the theoretical $H\alpha/H\beta$ ratio, thus implicitly correcting for reddening. For an H^+ -weighted electron temperature $(0.85 \pm 0.10) \times 10^4\text{ K}$ and electron density $\sim 5 \times 10^3\text{ cm}^{-3}$ (e.g., Esteban et al. 1998), the Case B recombination ratio $I(H\alpha)/I(H\beta)$ is 2.91 ± 0.03 (Storey & Hummer 1995). Departure of this ratio from Case B is expected to be much less than 1% in this thick nebula for any reasonable dust content (Hummer & Storey 1992).

$D\alpha$ and $D\beta$ are seen all along the $40''$ slit. $D\beta$ is present at all three positions. The velocity shifts between $D\beta$ and $H\beta$ at $2.5'$ N, $20''$ S and $2.5'$ S of θ^1 Ori C are respectively 11.8 , 9.1 and 10.0 km s^{-1} and the $D\beta$ fluxes 4.2 ± 1.1 , 2.3 ± 0.6 and 5.7 ± 1.1 ($H\beta = 10\,000$).

3. Identification of $D\alpha$ and $D\beta$

According to Table 1, the shift of both weak lines with respect to the hydrogen lines is -71 km s^{-1} whereas the isotopic shift of

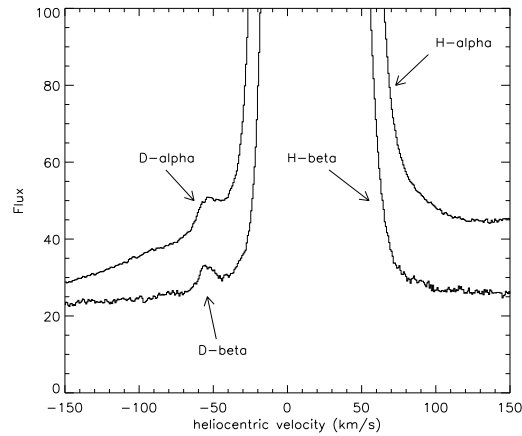


Fig. 1. Vicinity of $H\alpha$ and $H\beta$ in Orion, showing $D\alpha$ and $D\beta$ in emission. The x-axis is in km s^{-1} relative to the rest wavelength of either $H\alpha$ or $H\beta$. The vertical scale corresponds to peak fluxes 7250 and 2500 for $H\alpha$ and $H\beta$ respectively. Then $I(H\alpha)/I(H\beta) = 2.91$ and $I(D\alpha)/I(D\beta) \simeq 1.10$.

deuterium is -81.6 km s^{-1} . This significant difference forces us to consider alternative possibilities.

- Spectral artifact? No feature equivalent to these lines is present in either the red wings of $H\alpha$ and $H\beta$ or the wings of $[N II] \lambda 6548.05\text{Å}$, observed simultaneously. Small rotations of the grating applied between sub-exposures resulted in no change in profile, position and intensity of the lines. Finally no such lines were detected in bright planetary nebulae we observed in September 1999 (Hébrard et al. 2000), using the same instrument. This also excludes possible sky-line emission. In fact, no sky-lines have been reported at these wavelengths. Thus, these lines are real features, specific to the Orion Nebula.

- Unidentified process or element? Attempts to find other identifications were unsuccessful. These lines cannot be scattered stellar emission [for example, $H\alpha$ from θ^1 Ori C is variable (Stahl et al. 1996)], as lines from hot stars are broad. For the same reason, they cannot be Raman features. The wavelengths do not correspond to any known quasi-molecular line. The fact both lines have identical velocity shifts with respect to $H I$ practically restricts the possibilities to $H I$ and $D I$ emission (no $He II$ is detected in the Orion Nebula).

- High-velocity hydrogen emitting structure? Traub et al. (1974) reported the detection of a line in the blue wing of $H\alpha$. This line may correspond to ours, although it was interpreted by these authors as high-velocity $H I$ emission, noting the existence of a similar component in $[O III]$ (Dopita et al. 1973). Indeed, our $R = 80\,000$ spectrum shows a blue component in $[N II]$ but with velocity shift only $\sim -22\text{ km s}^{-1}$. More importantly, any component arising from the $H II$ region should have a minimum width corresponding to thermal broadening. The thermal FWHM for hydrogen at 8500 K is 20 km s^{-1} , much larger than 8 km s^{-1} (Table 1). The -22 km s^{-1} ionized hydrogen emission should be lost in the $H\alpha$ and $H\beta$ wings.

Table 1. Gaussian fitted line profiles

Line identification Rest wavelength (Å)	H α 6562.796	D α 6561.010	H β 4861.325	D β 4860.003
Observed wavelength (Å)	6563.12 \pm 0.03	6561.59 \pm 0.03	4861.60 \pm 0.02	4860.44 \pm 0.02
v_{\odot} (km s $^{-1}$) ^a	14.8 \pm 1.5	26.5 \pm 1.5	17.0 \pm 1.0	27.0 \pm 1.5
FWHM (km s $^{-1}$) ^b	32.0 \pm 0.5	8.6 \pm 1.0	32.1 \pm 0.5	8.1 \pm 1.5
Relative flux ^c	29 100 \pm 300	6.3 \pm 0.6	10 000 \pm 200	5.7 \pm 1.1

^a Heliocentric velocity.^b Full width at half maximum corrected for instrumental width (original FWHM: 32.9, 11.4, 32.7, 10.1 km s $^{-1}$ respectively).^c Using the theoretical $I(\text{H}\alpha)/I(\text{H}\beta)$ (see text), then $I(\text{D}\alpha)/I(\text{D}\beta) = 1.10 \pm 0.22$.

Nonetheless, the fluorescence mechanism proposed below to explain the D I line excitation (Sect. 5) may a priori apply to H I as well. One cannot formally exclude H I fluorescence emission from a neutral, cold (thermal FWHM is ~ 7 km s $^{-1}$ at 10^3 K), high-velocity (-74 km s $^{-1}$ LSR), low velocity dispersion ($<< 10$ km s $^{-1}$) layer keeping the same kinematical properties over many arc minutes. However this is very unlikely as this hypothetical structure should in addition have a small column density (no other fluorescent line is seen at that velocity) and lie sufficiently close to the Trapezium stars (fluorescence varies as the inverse square of the distance to the continuum source). The survival of a neutral thin shell against photoionization (no low-ionization material is interposed; see Sect. 4) is also in question. As a matter of fact, Cowie et al. (1979) detected several components of high-velocity gas in absorption against ν Ori (a star located within half a degree of the region we observed), notably a component at -68 km s $^{-1}$, close to -74 km s $^{-1}$. According to these authors, this component corresponds to a very old highly ionized supernova remnant situated over 100 pc from the Trapezium, at any rate too far away to yield fluorescence.

It can therefore be safely concluded that these lines are D α and D β . Kinematics (Sect. 4) brings out one more fundamental piece of evidence.

4. Origin of the lines

In the Orion Nebula, the H II region is essentially matter bounded toward the observer and radiation bounded in the opposite direction (e.g., Rubin et al. 1991). The narrowness of the D I lines implies that they must originate in a cold, localised region along the line of sight, that is behind the H $^{+}$ region, in the “Photon Dominated Region” (PDR) where deuterium is in atomic form.

This is borne out by available information on velocities. The heliocentric velocity of the D I lines is ~ 27 km s $^{-1}$ compared to ~ 16 km s $^{-1}$ for H I. In a blue spectrum of the Trapezium region (Kaler et al. 1965), the Si II lines 3856+63 Å, probably produced by fluorescence in the PDR, appear shifted by $+11$ km s $^{-1}$ relative to the neighbouring H I Balmer lines, a shift similar to the one found for D α and D β . Over a region close to the one we observed, Esteban & Peimbert (1999) measured heliocentric velocities 6.4 ± 1.4 , 14.0 ± 2.0 , 24.6 ± 2.2 and 26.8 ± 1.4 km s $^{-1}$ for

Ar $^{++}$, H $^{+}$, O 0 and N 0 respectively, tracing the free expansion of the H II region, moving away from the molecular cloud. Over the same region, Hänel (1987) found 20–23 km s $^{-1}$ for [N II] [in agreement with our measurement $v([\text{N II}]) \simeq 21$ km s $^{-1}$] and 23.5–28 km s $^{-1}$ for [S II], thus encompassing the velocity we found for D α and D β . From millimeter and submillimeter observations, Hogerheijde et al. (1995) found velocities ~ 28 km s $^{-1}$ for different molecules. Observations thus clearly imply that the D I lines could arise from the boundary of the H II region.

5. Fluorescent excitation of D α and D β

The narrowness of D α and D β allows the possibility to be excluded that the lines are excited by recombination in an ionized gas (Sect. 3). The H 0 column density of the PDR is $\sim 10^{22}$ cm $^{-2}$ (Tielens & Hollenbach 1985), so the D 0 column density is $\sim 10^{17}$ cm $^{-2}$ [assuming a typical $(\text{D}/\text{H})_{\text{ISM}} \simeq 10^{-5}$] and the optical thickness in, e.g., Ly β_{D} is over 100. Since the D I emission is confined to a layer coincident in velocity with that of the PDR (Sect. 4) and since the dust opacity there is orders of magnitude less than the Ly β_{D} opacity, fluorescence from the Lyman lines is a viable process to produce the deuterium Balmer lines.

The UV continuum is dominated by θ^1 Ori C, whose effective temperature is close to 4×10^4 K (Rubin et al. 1991). Let us assume that both the ionization of the H II region and the deuterium fluorescence are due to a 4×10^4 K black body and that half the ionizing photons escape from the H II region in the matter bounded directions (Rubin et al. 1991). If each photon impinging on the PDR at the Ly β_{D} wavelengths ultimately produces a D α photon by scattering on D 0 , and only Ly β_{D} photons lead to D α excitation (neglecting cascades), then the flux ratio $I(\text{D}\alpha)/I(\text{H}\alpha)$ is about $1.5 \times 10^{-4} \times (\Delta v/5 \text{ km s}^{-1})$, where Δv is the full velocity width of the zone where D α is effectively excited. According to Tielens and Hollenbach (1985), the turbulent pressure in the PDR corresponds to $\Delta v \simeq 5$ km s $^{-1}$ and according to Table 1, Δv is probably less than 8 km s $^{-1}$. The rather good agreement of this very coarse estimate with the observed value 2.2×10^{-4} (Table 1) is fortuitous. This estimate may be wrong in different ways. Many Ly D lines can a priori absorb primary photons and feed D α by cascades, then leading to an overestimation. Conversely, part of the Ly D photons are absorbed by dust and/or reflected back to the H II region. Also, our estimate is global in character and our particular line of sight

L82

G. Hébrard et al.: Detection of deuterium Balmer lines in the Orion Nebula

may not intercept identical fractions of the H II region and the PDR. Most importantly, the stellar continuum may be depleted in the vicinity of the Ly_H lines, particularly for the first members of the series. Nonetheless, since these different effects tend to partially compensate one another, the above agreement indicates that the assumption of UV continuum fluorescence leads to the correct order of magnitude for the D α flux.

Unlike D α /H α , the flux ratio D α /D β is little sensitive to aspect effects. Assuming a ratio of visual extinction to column density of hydrogen nuclei $A_V/N_H = 5 \times 10^{-22}$ mag cm² and $A_{FUV}/A_V = 5$ (Tielens and Hollenbach 1985), the ratio of Ly β_D opacity to dust opacity is ~ 240 . Only for large principal quantum numbers should dust absorption decrease D I fluorescence (the photoexcitation cross section goes roughly as n^{-3}). Since the stellar continuum should be about flat over the Lyman line range (except possibly in the vicinity of strong lines), some insight into the excitation process can be gained by assuming that all Ly $D(n)$ lines, with principal quantum number n up to some given n_0 , convert identical numbers of UV photons by fluorescence and that no fluorescence occurs for $n > n_0$. Then, working out the cascades, the theoretical D α /D β flux ratio is about 1.28, 1.41 and 1.51 for $n_0 = 4, 5$ and 6 respectively and tends to level off for larger n_0 's. Only for $n_0 = 4$ is this simple description compatible with the observed value 1.10 ± 0.22 (Table 1). Since one would expect that a relatively large number of Ly D lines should contribute to the excitation, the suggestion is that one of the above assumptions was oversimplified or some significant process has been overlooked. For example, the stellar continuum is probably depleted in the wings of the Ly_H lines and the vicinity of Ly β_H is likely to be most affected, then selectively reducing the D α emission. Observing higher deuterium Balmer lines is essential before attempting any detailed modeling.

Note that the D α /D β of Table 1 was obtained assuming that the reddening correction was the same for the H I and D I emitting zones. If extinction internal to the nebula is significant, then the actual (de-reddened) D α /D β ratio will be even smaller since the PDR, where the D I lines come from, is more deeply embedded than the H II region.

Dust absorption will dominate Ly D fluorescence for sufficiently large n , the deuterium Balmer decrement then changing from very flat to very steep. This break can lead to a D/H value inasmuch as the dust opacity per hydrogen nucleus is known. On the other hand, fluorescence lines from species co-extensive with D⁰ including O I and Si II can provide independent information on the primary continuum flux and on the competition of line scattering with dust absorption for photons. O I fluorescence lines have been detected long ago in Orion and the excitation process was established by Grandi (1975). O I lines may lead to a D/O abundance ratio. Detailed observations

and proper modeling of many deuterium Balmer lines and Comparing D I and other fluorescence lines appear as a potentially accurate means to determine D/H in H II regions.

6. Conclusions

Deuterium is identified for the first time in a nebula from optical spectroscopy. The excitation mechanism of the observed lines, D α and D β , is continuum fluorescence from Ly D lines in the PDR. Considering the saturation of the first Ly D lines and the possible influence of the neighbouring Ly_H lines, observing the full deuterium Balmer series is essential to obtain a D/H value from optical data and appears feasible, at least in Orion.

An optical determination of D/H in H II regions would allow to check existing $(D/H)_{ISM}$ values and obtain D/H in low-metallicity extragalactic H II regions, where the deuterium abundance should be close to its primordial value.

The large photoexcitation cross section of the first Lyman lines makes deuterium Balmer fluorescence a sensitive way to detect deuterium in nebulae, leading for example to stringent upper limits to D/H in planetary nebulae (Hébrard et al. 2000), where deuterium is depleted.

References

- Beckers, J. M.: 1975, *ApJ* 195, L43
- Bertoldi, F., et al.: 1999, *A&A* 199 346, 267
- Chengalur, J. N., Braun, R., et al.: 1997, *A&A* 318, L35
- Cowie, L. L., Songaila, A., & York, D. G.: 1979, *ApJ* 230, 469
- Dopita, M. A., Gibbons, A. H., et al.: 1973, *Ap. Letters* 13, 55
- Epstein, R. I., Lattimer, J. M., et al.: 1976, *Nature* 263, 198
- Esteban, C. & Peimbert, M.: 1999, *A&A* 349, 276
- Esteban, C., Peimbert, M., et al.: 1998, *MNRAS* 295, 401
- Grandi, S. A.: 1975, *ApJ* 196, 465
- Hänel, A.: 1987, *A&A* 176, 347
- Hébrard, G., Péquignot, D., Vidal-Madjar, A., et al.: 1999, in *The light elements and their evolution*, IAU Symp. 198
- Hébrard, G., Péquignot, D., et al.: 2000, in preparation
- Hogerheijde, M. R., Jansen, D. J., et al.: 1995, *A&A* 294, 792
- Hummer, D. G. & Storey, P. J.: 1992, *MNRAS* 254, 277
- Kaler, J. B., Aller, J. H., & Bowen, I. S.: 1965, *ApJ* 141, 912
- Lemoine, M., et al.: 1999, *New Astronomy* 4, 231
- Linsky, J. L.: 1998, *Space Sci. Rev.* 84, 285
- Mahaffy, P. R., et al.: 1998, *Space Sci. Rev.* 84, 251
- Rubin, R. H., Simpson, J. P., et al.: 1991, *PASP* 103, 834
- Stahl, O., Kaufer, A., Rivinius, T., et al.: 1996, *A&A* 312, 539
- Storey, P. J. & Hummer, D. G.: 1995, *MNRAS* 272, 41
- Tielens, A. G. G. M. & Hollenbach, D. C.: 1985, *ApJ* 291, 722
- Tosi, M., Steigman, G., et al.: 1998, *ApJ* 498, 226
- Traub, W. A., Carleton, N. P., et al.: 1974, *ApJ* 190, L81
- Vangioni-Flam, E., Olive, K. A., et al.: 1994, *ApJ* 427, 618
- Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., et al.: 1988, *A&A* 201, 273

5.2.3 Détection de la série de Balmer du deutérium (observations VLT)

La nébuleuse d'Orion a également été observée avec le spectroscopie UVES (*UV-Visual Echelle Spectrograph*) récemment installé par l'ESO au foyer du VLT-UT2 (Kueyen) à Paranal au Chili. Ce nouvel instrument (D'Odorico & Kaper 2000) est particulièrement bien adapté à la détection des raies de Balmer du deutérium. La grande taille du miroir du VLT et l'excellente efficacité de UVES permettent d'obtenir une très bonne sensibilité tout en observant avec une petite fente. L'utilisation d'une petite fente permet d'être moins sensible à d'éventuelles variations spatiales. Elle permet également d'observer en même temps plusieurs ordres sans recouvrement, donnant ainsi accès à un très grand domaine spectral (de plusieurs centaines à plusieurs milliers d'angströms). Avec les bras Rouge et Bleu de UVES, il est ainsi possible d'observer toute la série de Balmer.

Deux observations d'Orion ont été menées avec le VLT et UVES dans le cadre de ce programme d'étude des raies de Balmer du deutérium, en décembre 1999 et en juillet 2000. Le but essentiel de ces observations, qui venaient après l'identification de $D\alpha$ et $D\beta$ réalisée au CFHT, était d'observer toute la série de Balmer du deutérium afin de mesurer la variation du flux en fonction de n et de déterminer pour quelle valeur de n était visible l'éventuelle coupure (*break*) évoquée dans la partie 5.2.2 (§ 5). Le grand domaine spectral couvert par UVES permet également d'avoir accès à d'autres raies. Les raies intenses (comme $[O\ III]$, $[O\ II]$ ou $[N\ II]$) peuvent permettre de tracer les structures à grandes vitesses, susceptibles d'altérer le profil des ailes des raies de $H\ I$. Il est également possible d'observer d'autres raies émises par fluorescence dans la PDR ($Si\ II$, $O\ I...$) pour observer d'éventuelles corrélations en vitesse avec $D\ I$.

Ces observations n'ont été disponibles qu'en fin de thèse. La réduction des données n'a pu être faite dans les détails avant la rédaction du manuscrit. Elle s'est ramenée essentiellement à l'utilisation du pipeline de réduction de UVES. Il permet d'obtenir une extraction des spectres à une dimension en effectuant, à partir d'une base de données de calibration, les opérations principales de réduction (soustraction du biais, division par un champ plat, calibration en longueur d'onde). Ainsi, les résultats présentés dans cette partie ne sont que préliminaires. Ils permettent cependant d'établir clairement les détections des raies et de mesurer les décalages relatifs en longueur d'onde entre deux raies assez proches (typiquement, $D\ I$ et $H\ I$), à environ $\pm 1\ km\ s^{-1}$. Les mesures de vitesses absolues, ainsi que les positions des raies isolées n'ont pu être déterminées; elles ne pourront l'être qu'une fois les spectres proprement calibrés avec les spectres de comparaison effectués lors des observations. Les largeurs et flux de raies indiqués sont également des estimations qui ne pourront être précisés qu'après un traitement plus complet. Les valeurs données ici sont déterminées à environ $\pm 2\ km\ s^{-1}$ pour les largeurs de raies et $\pm 30\%$ pour les flux.

La première observation a été réalisée sur le temps technique de UVES, avant son ouverture à la communauté intervenue en avril 2000. Cette observation privilégiée a été possible grâce à Sandro D'Odorico et Jeremy Walsh, de l'ESO. Une exposition unique d'une durée de 30 minutes a été réalisée dans la nuit du 19 au 20 décembre avec le bras Bleu. Le domaine spectral s'étendait de 3745 à 4990 Å, permettant l'observation des raies $H\beta$ ($H4$) à $H12$. La fente mesurait 10" de long sur le ciel, et 1" de large, permettant d'atteindre $R = 40000$ de résolution spectrale.

La région observée est dans la partie d'Orion la plus brillante à $H\alpha$. La fente était placée à environ 30" à l'Ouest du Trapèze, aux coordonnées suivantes: $\alpha = 05:35:14.6$, $\delta = -05:23:39$ (J2000). Elle était orientée Nord-Ouest / Sud-Est (angle de rotation de -62° , conservé au cours de l'exposition).

Le spectre a été extrait avec le pipeline de UVES sur 35 pixels le long de la fente, soit sur 8.75". Aucune soustraction de ciel n'a été effectuée. Le résultat est présenté sur la figure 5.3, sur laquelle sont tracées les ailes des raies $H4$ à $H12$.

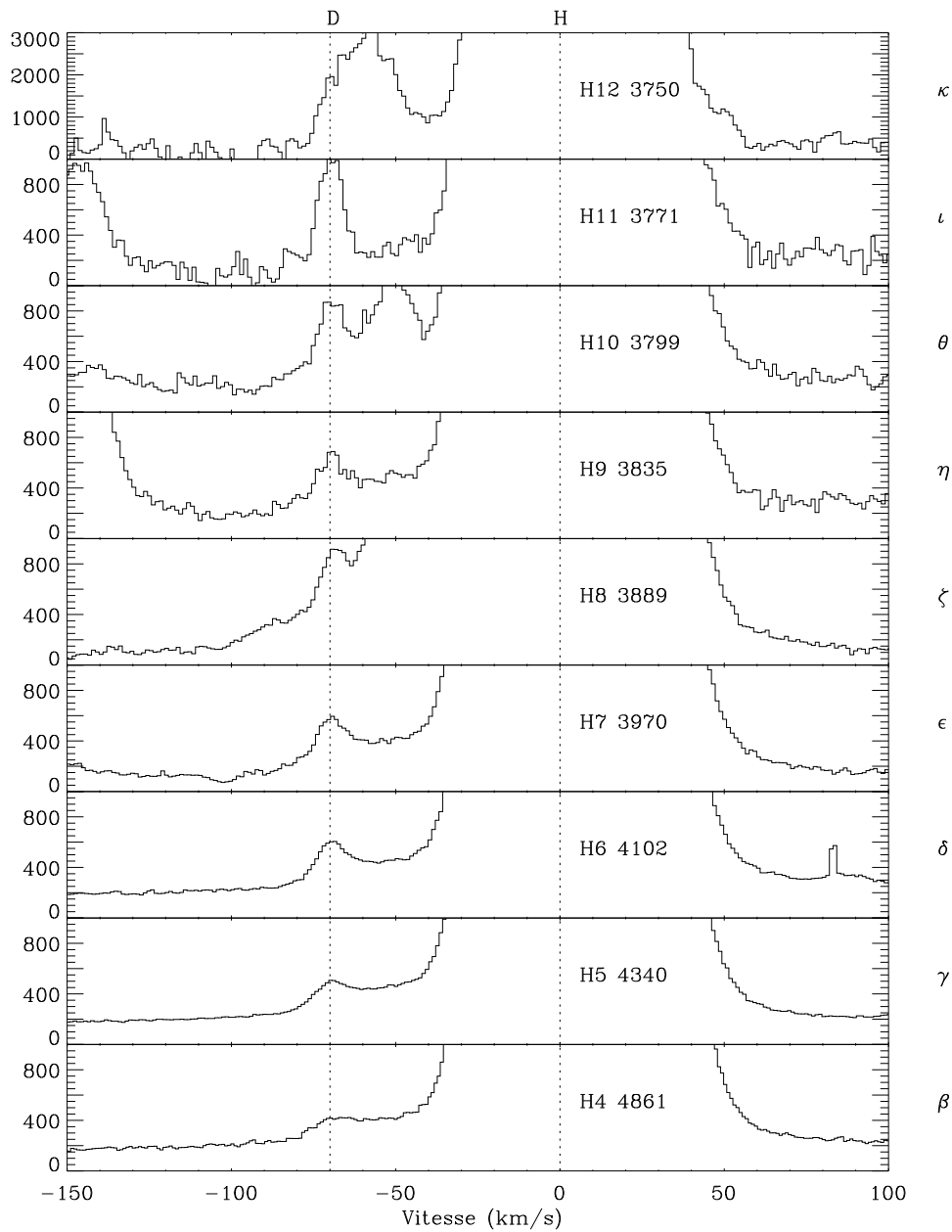


FIG. 5.3 – **Raies de Balmer D_I et H_I dans Orion (observation VLT 1999).** *Les raies de H_I sont centrées sur 0 km s⁻¹ (ligne pointillée de droite) et sont normalisées au même flux maximal (1 × 10⁵ sur l'ordonnée). Les raies D_I sont décalées de 11.6 km s⁻¹ par rapport au décalage isotopique de -81.6 km s⁻¹ par rapport à H_I; elles sont donc tracées à -70.0 km s⁻¹ sur l'abscisse (ligne pointillée de gauche). L'échelle en ordonnée est la même pour toutes les raies, excepté H₁₂ où elle est plus contractée.*

Sur cette figure (comme sur les suivantes), les raies H I ont été placées à la vitesse de 0 km s^{-1} et normalisées de manière à présenter le même flux maximal (1×10^5 sur l'ordonnée pour chaque raie H I sur la figure 5.3). Les raies du deutérium sont détectées au moins jusqu'à D11. Il est difficile pour l'instant de conclure quant à la détection de D12, qui est au moins partiellement masquée par une autre raie apparemment bien plus large et intense. D'autres raies faibles encore non-identifiées sont présentes dans les ailes de H9, H10 et H11 mais il ne semble pas qu'elles remettent en question les détections de D9, D10 et D11. On peut noter également la forme particulière de l'aile bleue de H8, altérée par la présence de la raie He I à 3888.65 \AA .

Les positions, largeurs et flux relatifs des raies H I et D I ont été mesurés en ajustant ces raies par des gaussiennes simples. Les valeurs obtenues sont reportées sur la table 5.3. Celles relatives à H8 sont assez imprécises du fait de la perturbation par He I; elles sont repérées par des “:”. Les valeurs de FWHM indiquées sont mesurées sur le spectre, sans être corrigées de l'élargissement instrumental. Celui-ci vaut $\sim 7 \text{ km s}^{-1}$ et est donc très proches des valeurs mesurées pour les raies de D I. Il est donc difficile d'en tenir compte pour D I, au moins tant que la résolution spectrale n'aura pas été déterminée avec précision sur les spectres de calibration Thorium-Argon. Il est en tout cas clair que les raies D I sont bien plus étroites que les raies H I, comme cela avait été constaté lors de l'observation CFHT (partie 5.2.2).

TAB. 5.3 – **Caractéristiques des raies dans M 42 (observation VLT 1999).**

n	FWHM ¹ (H I)	FWHM ¹ (D I)	Décalage ²	Flux relatif ³
4	27	13	12.3	4.8×10^{-4}
5	27	11	11.8	6.4×10^{-4}
6	27	10	11.4	1.0×10^{-3}
7	27	11	11.3	1.2×10^{-3}
8	:	7	12:	7×10^{-4} :
9	27	9	11.0	1.1×10^{-3}
10	27	7	11.8	1.2×10^{-3}
11	27	8	11.9	2.5×10^{-3}
moyenne	27	10	11.6	

¹ Largeur totale mesurée à mi-hauteur (en km s^{-1}), non-corrigée de la largeur instrumentale.

² Décalage (en km s^{-1}) entre les raies D I et H I; les raies D I sont décalées vers le rouge par rapport aux raies H I.

³ $F(\text{D I})/F(\text{H I})$.

Les raies de D I sont décalées de $11.6 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1}$ vers le rouge par rapport aux raies H I, valeur très proche de celle mesurée dans la région observée au CFHT. L'augmentation avec n du flux relatif des raies D I à H I semble établie jusqu'à $n = 7$. Il est difficile de déterminer si il reste constant ou continue à augmenter pour $n \geq 7$; en effet, la valeur à $n = 8$ est très imprécise, et il est possible que la raie D11, brusquement deux fois plus intense que D10 comparativement à H I, soit comme D12, altérée par une autre raie (figure 5.4).

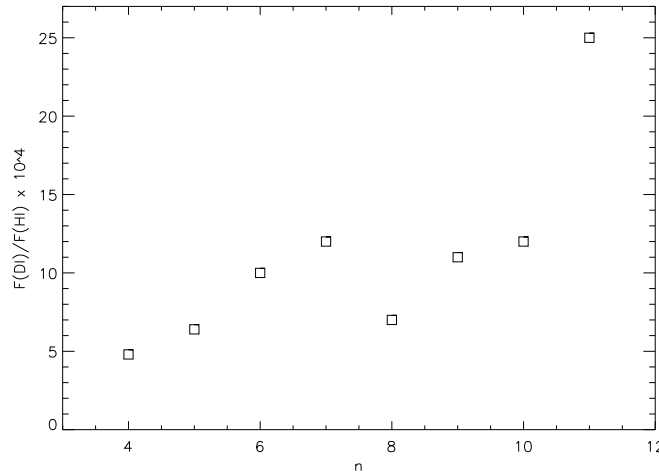


FIG. 5.4 – **Flux relatif des raies H I et D I dans Orion (observation VLT 1999).**

La seconde observation d'Orion avec le VLT a été réalisée dans le cadre d'une proposition d'observation ayant obtenu du temps lors du premier appel à proposition pour UVES [proposition Hébrard et al. N° 65.I-0498(A)]. L'observation s'est déroulée dans la nuit 25 au 26 juillet 2000. UVES était utilisé avec une lame dichroïque permettant d'observer simultanément dans les bras Bleu et Rouge. Nous avons utilisé le mode standard DIC1 (390+564), parfaitement adapté à l'observation de toute la série de Balmer : les domaines spectraux couverts étaient 3290 Å - 4530 Å (Bleu), and 4610 Å - 5620 Å and 5660 Å - 6660 Å (Rouge). Les fentes mesuraient 8" et 11" de longueur pour les bras Bleu et Rouge respectivement. Comme pour l'observation précédente, la résolution spectrale était voisine de $R = 40000$ (fentes de 1" de large).

La région observée était la même que celle déjà observé au CFHT (partie 5.2.2), c'est-à-dire à 2.5' au Sud de l'étoile θ^1 Ori C. La fente, orientée Nord-Sud, était donc située à $\alpha = 05:35:16.7$ et $\delta = -05:25:29$ (J2000). Le temps total d'exposition a été de 30 minutes dans le rouge (8 sous-expositions de 2 à 4 minutes chacune) et de 50 minutes dans le bleu (deux sous-expositions de 30 et 20 minutes).

La réduction préliminaire, dont les résultats sont présentés ici, a consisté essentiellement à nettoyer les mauvais pixels et à sommer les sous-expositions, après extraction du spectre avec le pipeline de UVES. Cette extraction n'a cependant été faite que pour le tiers central de la fente ; on peut donc espérer obtenir trois fois plus de flux (et un rapport signal à bruit près de deux fois meilleur) avec une extraction complète du spectre.

La figure 5.5 présente les ailes des raies $H\alpha$ à $H16$. Les raies D I semblent être détectées jusqu'à D16, avec un flux relatif par rapport à H I qui augmente avec n . Le bruit devient cependant très important dès D9 et des confusions avec des raies non identifiées sont possibles. C'est probablement le cas à D12 (voir figure 5.3) mais il est tout de même assez frappant qu'une émission soit présente pour chaque niveau à la même vitesse dans l'aile bleue de H I.

À partir de ces spectres préliminaires, on peut considérer que la détection est significative jusqu'à D9. Les résultats des ajustements des raies H I et D I par des gaussiennes sont reportés dans la table 5.4. Les valeurs obtenues sont en accord avec celles mesurées au CFHT (partie 5.2.2, table 1). Le flux relatif de D I par rapport à H I augmente de D3 à D7 (figure 5.6).

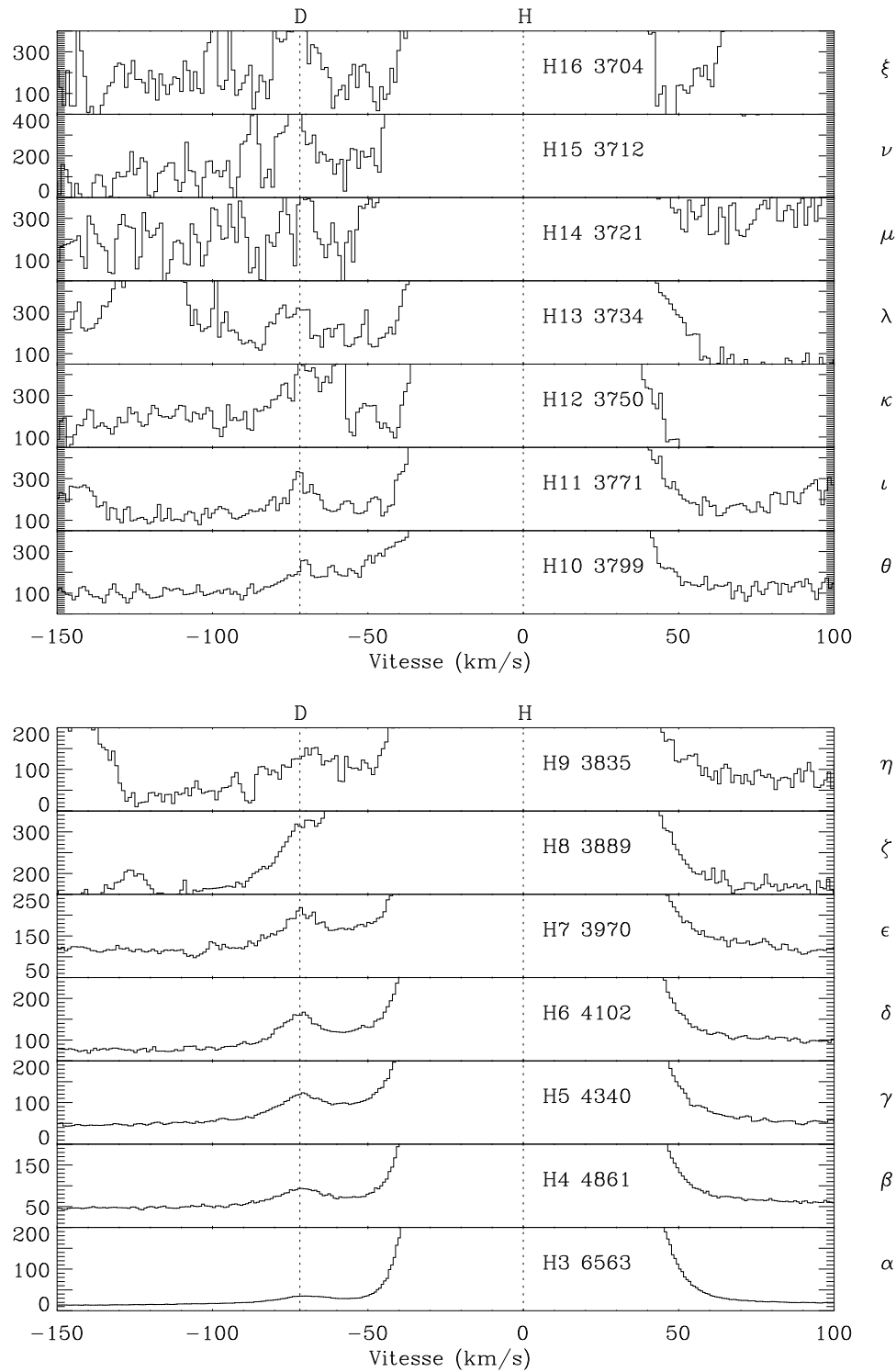


FIG. 5.5 – **Raies de Balmer D I et H I dans Orion (observation VLT 2000).** Les raies de H I sont centrées sur 0 km s^{-1} (ligne pointillée de droite) et sont normalisées au même flux maximal (2.1×10^4 sur l'ordonnée). Les raies D I sont décalées de 9.7 km s^{-1} par rapport au décalage isotopique de -81.6 km s^{-1} par rapport à H I; elles sont donc tracées à -71.9 km s^{-1} sur l'abscisse (ligne pointillée de gauche). L'échelle en ordonnée est deux fois plus grande sur le panel du haut que sur le panel du bas.

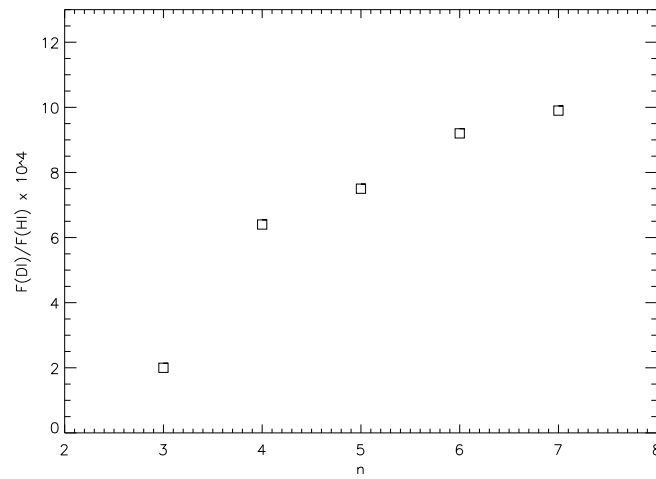
TAB. 5.4 – **Caractéristiques des raies dans M 42 (observation VLT 2000).**

n	FWHM ¹ (H I)	FWHM ¹ (D I)	Décalage ²	Flux relatif ³
3	32	14	10.2	2.0×10^{-4}
4	32	15	9.5	6.4×10^{-4}
5	32	12	9.9	7.5×10^{-4}
6	31	12	9.1	9.2×10^{-4}
7	32	12	9.8	9.9×10^{-4}
moyenne	32	13	9.7	

¹ Largeur totale mesurée à mi-hauteur (en km s^{-1}), non-corrigée de la largeur instrumentale.

² Décalage (en km s^{-1}) entre les raies D I et H I; les raies D I sont décalées vers le rouge par rapport aux raies H I.

³ $F(\text{D I})/F(\text{H I})$.

FIG. 5.6 – **Flux relatif des raies H I et D I dans Orion (observation VLT 2000).**

Les ailes des raies $[\text{N II}]$ (6583 Å), $[\text{O II}]$ (3729 Å) et $[\text{O III}]$ (5007 Å) sont présentées à la même échelle que celles de $\text{H}\alpha$ sur la figure 5.7. Ces raies tracent une grande gamme de niveaux d'ionisation. La faible émission n'est détectée que dans l'aile bleue de $\text{H}\alpha$. Aucune contrepartie n'est détectée dans les raies des autres éléments.

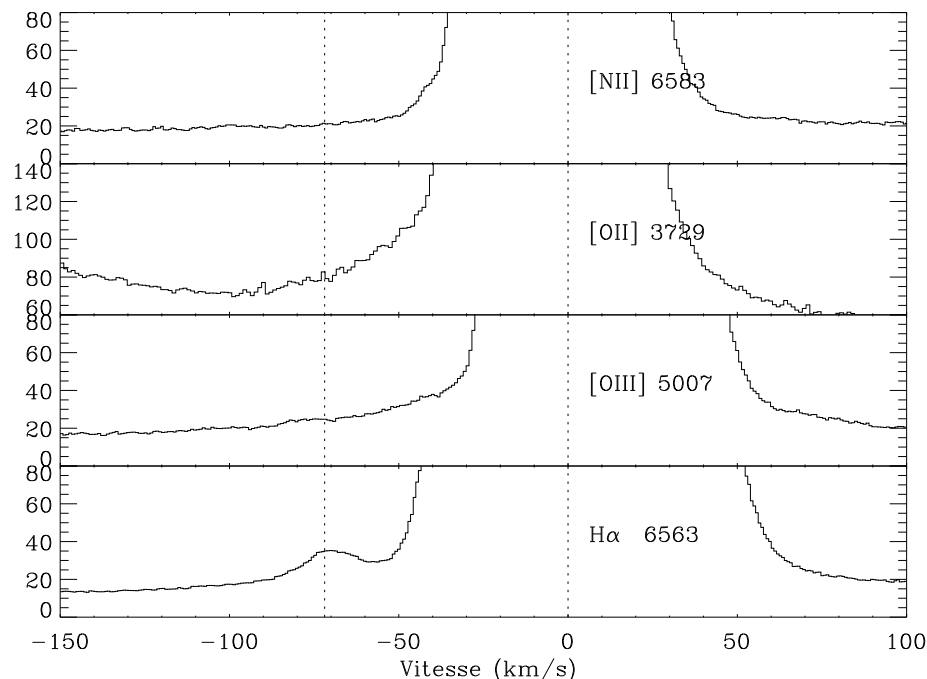


FIG. 5.7 – Ailes des raies de $\text{H}\alpha$, $[\text{O III}]$, $[\text{O II}]$ et $[\text{N II}]$ dans Orion (observation VLT 2000). Comme pour la figure 5.5, les raies sont centrées sur 0 km s^{-1} et sont normalisées au même flux maximal (2.1×10^4 sur l'ordonnée).

5.3 Détection des raies D I de Balmer dans d'autres régions H II (VLT)

Les raies de Balmer du deutérium ont été détectées dans quatre autres régions H II lors de la nuit d'observation au VLT de juillet 2000 [proposition N° 65.I-0498(A)] : M 8, M 16 et M 20 dans la Galaxie, et DEM S 103 dans le Petit Nuage de Magellan. Sur les huit régions H II observées, cinq ont donc pour l'instant permis la détection de D I. Les observations de la région 30 Doradus, dans le Grand Nuage de Magellan, n'ont pas encore été analysées ; elles présentent des structures en vitesse complexes le long de la fente qui rendent impossible une analyse simple. Une structure à grande vitesse est également détectée dans M 17 ; les observations de cette cible sont présentées dans la partie 5.4. Pour la dernière cible, Sh2-100, l'analyse préliminaire n'a pas permis de mettre en évidence les raies D I.

Les spectres de M 8, M 16, M 20 et DEM S 103 sont présentés dans cette section. Ils ont été extraits en suivant la même procédure que pour les spectres d'Orion présentés ci-dessus (VLT 2000). Une analyse plus complète sera nécessaire pour préciser les résultats quantitatifs.

5.3.1 Nébuleuse de la Lagune (M 8)

Deux régions différentes ont été observées dans M 8. La première (région 1) était située à 17" vers l'Est et 18" vers le Nord de l'étoile Herschel 36 (HD 164740). Les coordonnées de la fente étaient $\alpha = 18:03:40.8$ et $\delta = -24:22:25$ (J2000) et celle-ci était orientée Est-Ouest. Quatre poses d'un quart d'heure ont été réalisées dans le rouge, et deux d'une demi-heure dans le bleu.

Les raies de Balmer du deutérium sont détectées de D α à D8 (figure 5.9). Elles sont étroites et décalées d'environ 7.3 km s^{-1} par rapport aux raies H I (table 5.5). Le flux relatif augmente avec n (figure 5.8). Aucune contrepartie n'est détectée dans les ailes de [O III], [O II] ou [N II] (figure 5.10).

TAB. 5.5 – **Caractéristiques des raies dans M 8 (région 1).**

n	FWHM ¹ (H I)	FWHM ¹ (D I)	Décalage ²	Flux relatif ³
3	31	13	7.4	2.1×10^{-4}
4	30	11	6.9	5.2×10^{-4}
5	30	11	7.0	7.7×10^{-4}
6	30	11:	5:	7×10^{-4} :
7	30	9	7.8	1.1×10^{-3}
8	:	8:	8:	1.1×10^{-3} :
moyenne	30	11	7.3	

¹ Largeur totale mesurée à mi-hauteur (en km s^{-1}), non-corrigée de la largeur instrumentale.

² Décalage (en km s^{-1}) entre les raies D I et H I; les raies D I sont décalées vers le rouge par rapport aux raies H I.

³ $F(\text{D I})/F(\text{H I})$.

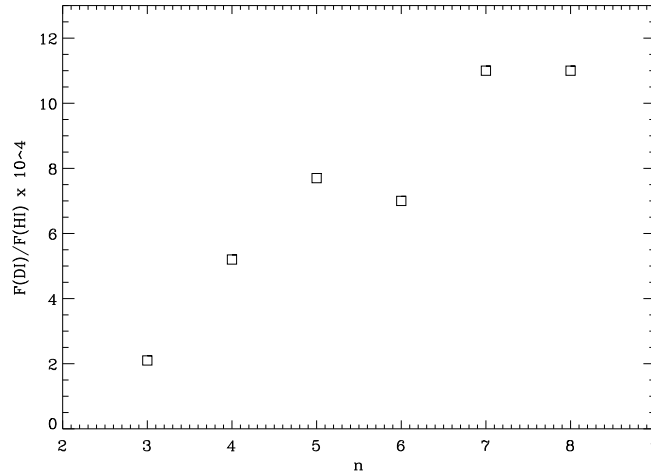


FIG. 5.8 – **Flux relatif des raies H I et D I dans M 8 (région 1).**

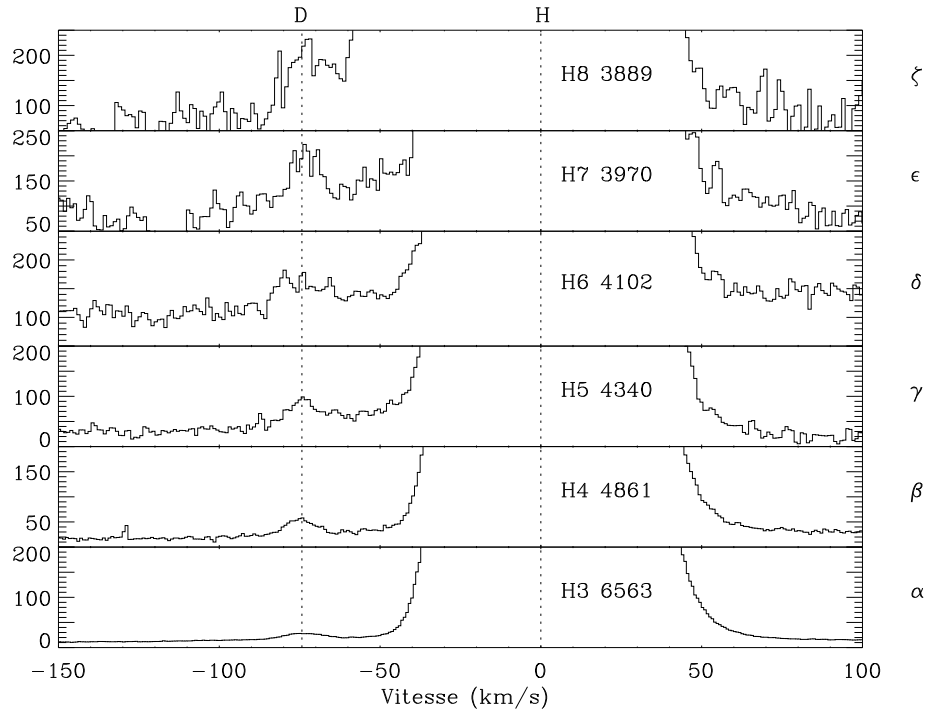


FIG. 5.9 – Raies de Balmer D I et H I dans M 8 (région 1). Les raies de H I sont centrées sur 0 km s^{-1} (ligne pointillée de droite) et sont normalisées au même flux maximal (2.0×10^4 sur l'ordonnée). Les raies D I sont décalées de 7.3 km s^{-1} par rapport au décalage isotopique de -81.6 km s^{-1} par rapport à H I ; elles sont donc tracées à -74.3 km s^{-1} sur l'abscisse (ligne pointillée de gauche).

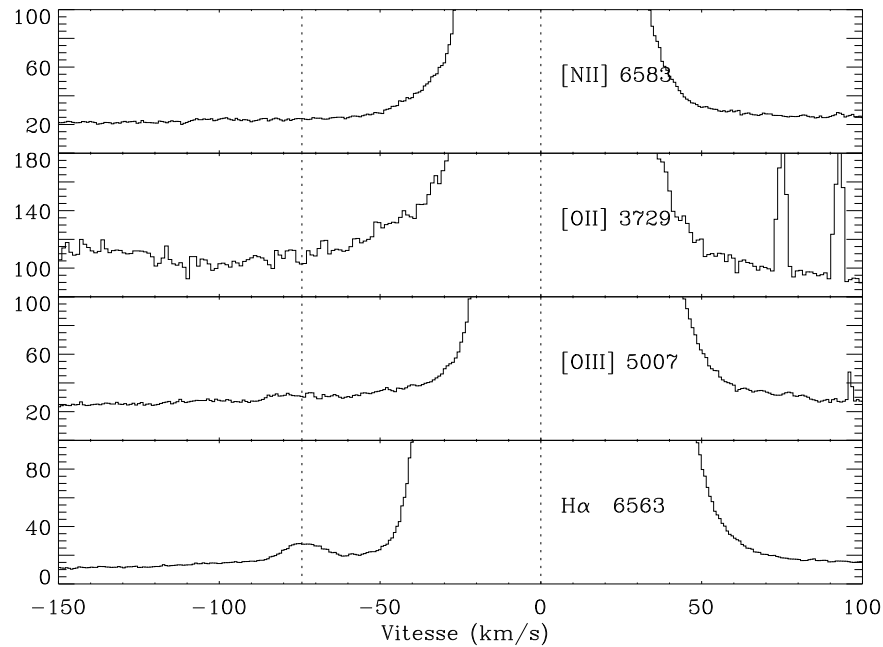


FIG. 5.10 – Ailes des raies de H α , [O III], [O II] et [N II] dans M 8 (région 1). Comme pour la figure 5.9, les raies sont centrées sur 0 km s^{-1} et sont normalisées au même flux maximal (2.0×10^4 sur l'ordonnée).

La seconde région observée dans M 8 était située à 43" au Sud de Herschel 36 (position 2, $\alpha = 18:03:40.3$, $\delta = -24:23:27$). Quatre poses d'un quart d'heure ont été réalisées dans le rouge, et deux d'une demi-heure dans le bleu. Seules $D\alpha$ et $D\beta$ sont réellement détectées (figure 5.11), avec des flux relatifs de l'ordre de $F(D\alpha)/F(H\alpha) \simeq 3 \times 10^{-5}$ et $F(D\beta)/F(H\beta) \simeq 1 \times 10^{-4}$.

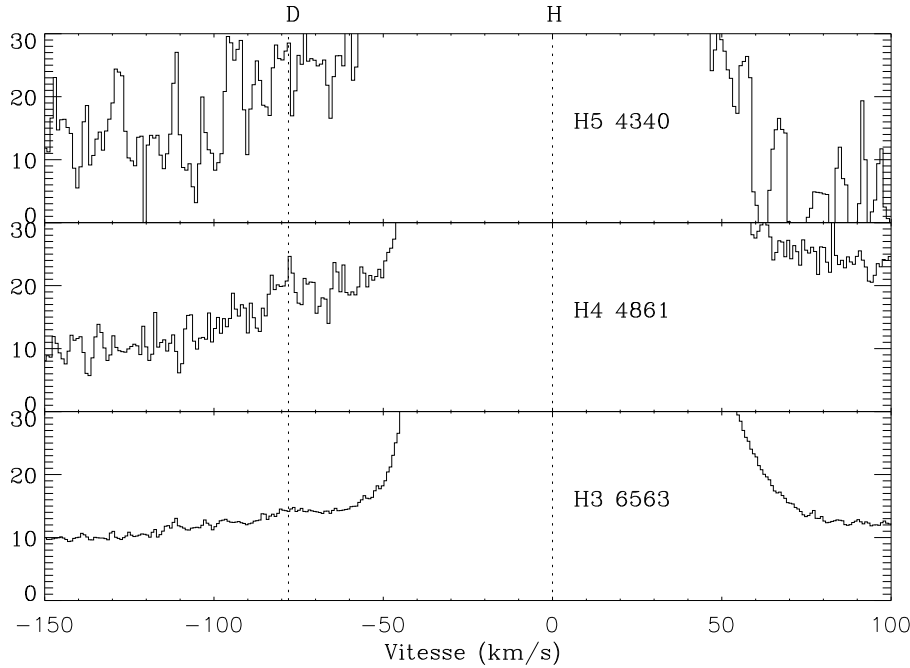


FIG. 5.11 – **Raies de Balmer D I et H I dans M 8 (région 2).** Les raies de H I sont centrées sur 0 km s^{-1} (ligne pointillée de droite) et sont normalisées au même flux maximal (1.4×10^4 sur l'ordonnée). La ligne ointillée de gauche est placée à -78 km s^{-1} .

Une troisième observation de M 8 a été effectuée en juillet 2000, au New Technology Telescope à La Silla avec le spectroscopie EMMI et une longue fente (330" sur le ciel). La fente a été placée de manière à couvrir les deux régions observées au VLT et qui présentent des émissions D I différentes. Ces observations NTT n'ont pas encore pu être analysées.

5.3.2 Nébuleuse de l'Aigle (M 16)

Pour l'observation de M 16, la fente était placée sur la plus au Nord des trois colonnes (ou “trompes d'éléphant”) visibles sur la célèbre image faite avec le Télescope spatial *Hubble* et la caméra WFPC2 (Hester et al. 1996). Ses coordonnées étaient $\alpha = 18:18:51.7$, $\delta = -13:49:07$ (J2000) et elle était orientée Nord-Sud. Deux expositions d'une demi-heure ont été effectuées pour chaque bras de UVES.

Les raies $D\alpha$, $D\beta$ et $D\gamma$ sont détectées (figure 5.13). Elles sont étroites, décalées d'environ 5.2 km s^{-1} par rapport aux raies $H I$ (table 5.6) et leur flux augmente avec n (figure 5.12). Aucune contrepartie n'est détectée dans les ailes de $[O III]$, $[O II]$ ou $[N II]$ (figure 5.14).

TAB. 5.6 – **Caractéristiques des raies dans M 16.**

n	FWHM ¹ ($H I$)	FWHM ¹ ($D I$)	Décalage ²	Flux relatif ³
3	29	13	5.3	2.2×10^{-4}
4	28	11	5.2	6.8×10^{-4}
5	28	14:	2.1:	1.5×10^{-3} :
moyenne	28	12	5.2	

¹ Largeur totale mesurée à mi-hauteur (en km s^{-1}), non-correctée de la largeur instrumentale.

² Décalage (en km s^{-1}) entre les raies $D I$ et $H I$; les raies $D I$ sont décalées vers le rouge par rapport aux raies $H I$.

³ $F(D I)/F(H I)$.

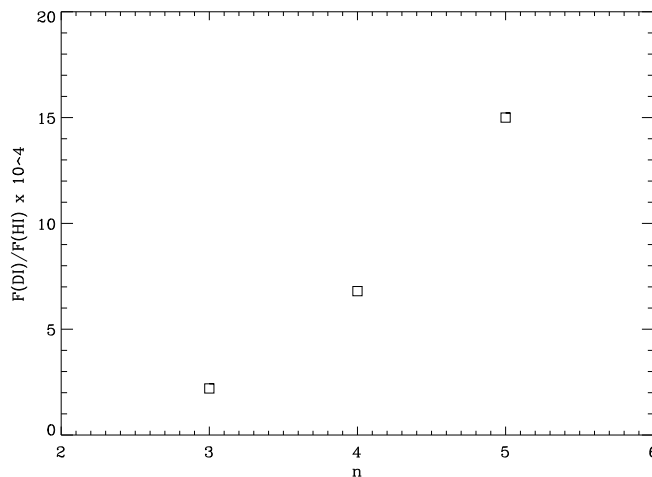


FIG. 5.12 – **Flux relatif des raies $H I$ et $D I$ dans M 16.**

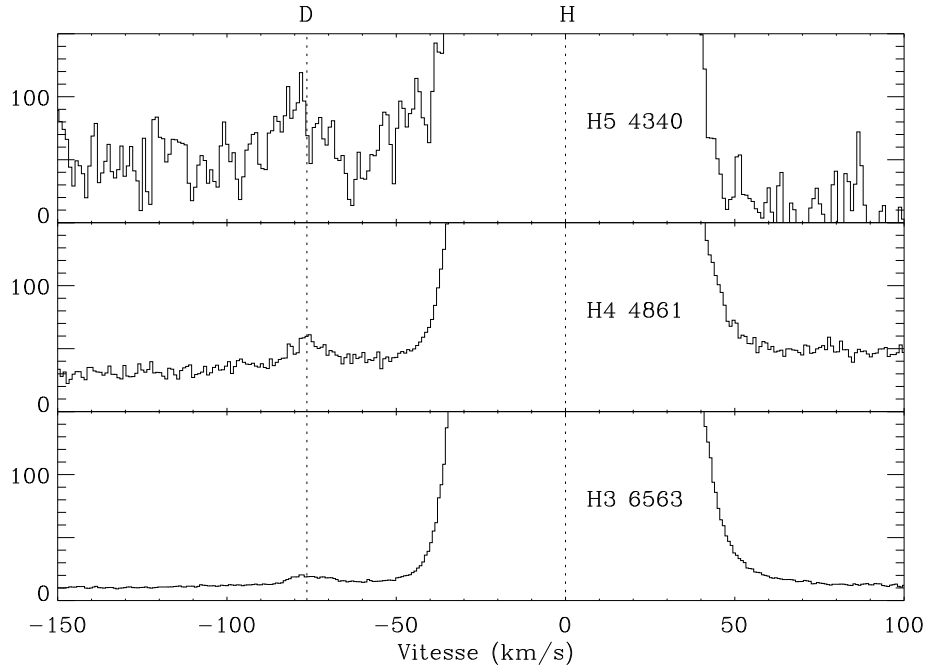


FIG. 5.13 – **Raies de Balmer D I et H I dans M 16.** Les raies de H I sont centrées sur 0 km s^{-1} (ligne pointillée de droite) et sont normalisées au même flux maximal (1.1×10^4 sur l'ordonnée). Les raies D I sont décalées de 5.2 km s^{-1} par rapport au décalage isotopique de -81.6 km s^{-1} par rapport à H I ; elles sont donc tracées à -76.4 km s^{-1} sur l'abscisse (ligne pointillée de gauche).

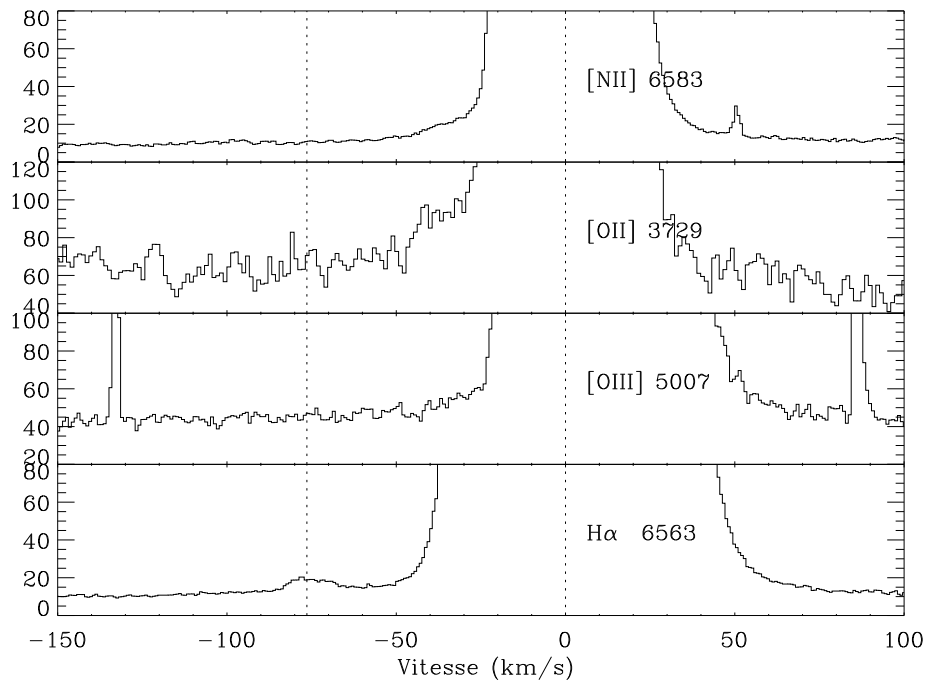


FIG. 5.14 – **Ailes des raies de H α , [O III], [O II] et [N II] dans M 16.** Comme pour la figure 5.13, les raies sont centrées sur 0 km s^{-1} et sont normalisées au même flux maximal (1.1×10^4 sur l'ordonnée).

5.3.3 Nébuleuse Trifide (M 20)

Dans M 20, la fente était orientée Nord-Sud et placée à 51'' vers l'Est et 23'' vers le Sud de l'étoile HD 164492. Les coordonnées de la région observée sont $\alpha = 18:02:27.3$, $\delta = -23:02:14$ (J2000). Deux expositions d'une demi-heure ont été effectuées pour chaque bras de UVES.

Seule la raie $D\alpha$ est détectée. Sa FWHM mesurée est $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$ ($\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ pour $H\alpha$) et son flux relatif vaut $F(D\alpha)/F(H\alpha) \simeq 2.4 \times 10^{-4}$. Elle est décalée d'environ -1 km s^{-1} par rapport à $H\alpha$; il s'agit du seul cas observé pour lequel $D\text{ I}$ n'est pas décalé vers le rouge par rapport à $H\text{ I}$ mais vers le bleu.

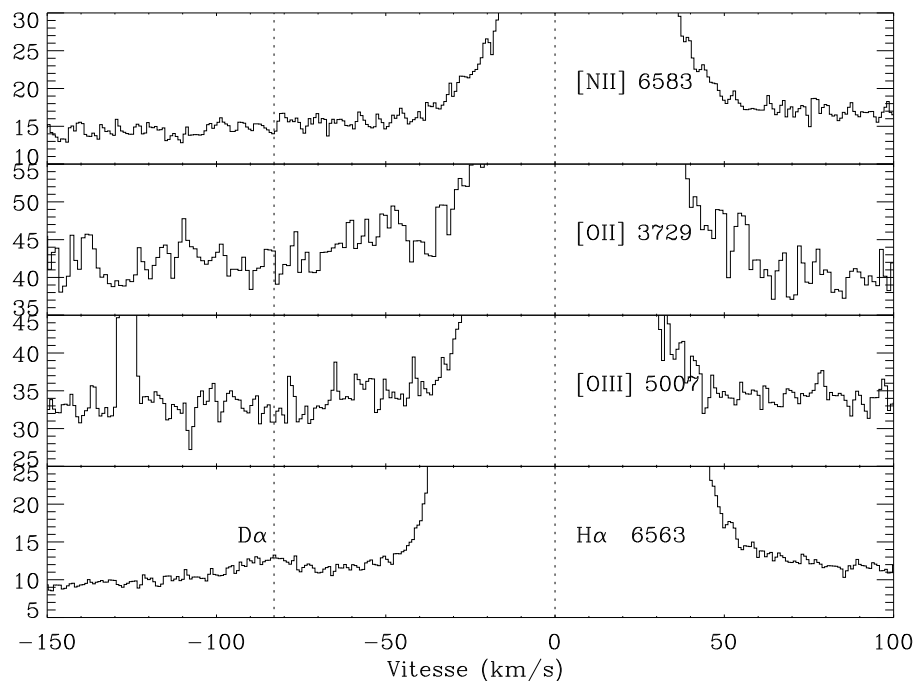


FIG. 5.15 – Ailes des raies de $H\alpha$, $[O\text{ III}]$, $[O\text{ II}]$ et $[N\text{ II}]$ dans M 20. Les raies sont centrées sur 0 km s^{-1} (ligne pointillée de droite) et sont normalisées au même flux maximal (4000 sur l'ordonnée).

5.3.4 DEM S 103 dans le Petit Nuage de Magellan

La dernière détection de DI à Balmer a été réalisée dans DEM S 103 (Henize 66). Il s'agit de la région H II la plus brillante située dans le Petit Nuage de Magellan (Caplan et al. 1996). La métallicité des nuages de Magellan étant faible, on peut s'attendre à ce que le deutérium y soit plus proche de son abondance primordiale.

La fente était orientée Nord-Sud et ses coordonnées étaient $\alpha = 00:58:51.6$, $\delta = -72:10:09$. Deux expositions d'une demi-heure ont été effectuées pour chaque bras de UVES.

À nouveau dans ce cas, seule la raie $D\alpha$ est détectée. Elle est décalée d'environ 2 km s^{-1} par rapport à $H\alpha$. Sa FWHM mesurée est $\sim 12 \text{ km s}^{-1}$ ($\sim 31 \text{ km s}^{-1}$ pour $H\alpha$) et son flux relatif vaut $F(D\alpha)/F(H\alpha) \simeq 1.5 \times 10^{-4}$.

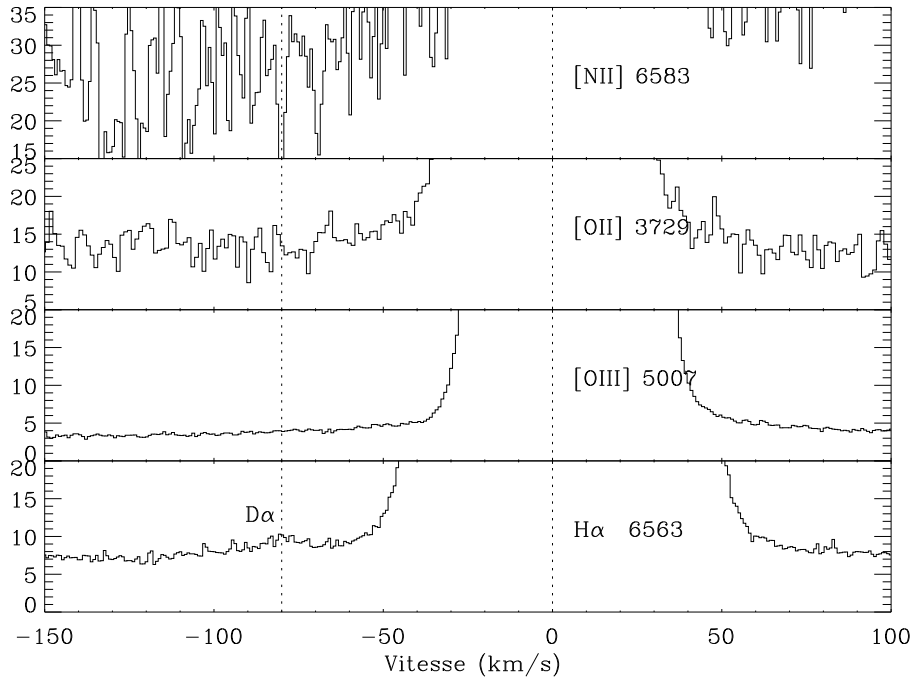


FIG. 5.16 – Ailes des raies de $H\alpha$, $[O III]$, $[O II]$ et $[N II]$ dans DEM S 103. Les raies sont centrées sur 0 km s^{-1} (ligne pointillée de droite) et sont normalisées au même flux maximal (3500 sur l'ordonnée).

5.4 Nébuleuse Oméga (M 17) : une structure à grande vitesse

Pour l'observation de M 17, la fente était orientée Nord-Sud et ses coordonnées étaient $\alpha = 18:20:48.0$ et $\delta = -16:10:31$ (J2000). Deux expositions d'une demi-heure ont été effectuées pour chaque bras de UVES.

Des motifs sont, dans ce cas également, détectés dans les ailes bleues des raies H I (figure 5.18). Elles ne peuvent cependant pas s'identifier avec D I et sont très certainement dues à une structure ionisée à grande vitesse. Cette composante est notée H I' dans la suite, la composante principale étant notée H I.

Les raies H I' sont tout d'abord près de deux fois plus larges que les raies D I détectées dans les autres régions, les raies H I ayant, elles, des largeurs comparables (table 5.7). Leur flux relatif est plus important que celui de D I et, surtout, il ne dépend pas de n (figure 5.17). Enfin, les raies H I' ont des contreparties dans les ailes des raies [O III], [O II] et [N II] (figure 5.19).

TAB. 5.7 – Caractéristiques des raies dans M 17.

n	FWHM ¹ (H I)	FWHM ¹ (H I') ²	Décalage ³	Flux relatif $F(\text{H I}')/F(\text{H I})$
3	33	23	-74.4	3.1×10^{-3}
4	33	23	-74.1	4.1×10^{-3}
5	33	21	-75.0	3.0×10^{-3}
6	33	19	-71.0	3.3×10^{-3}
moyenne	33	22	-73.6	3.4×10^{-3}

¹ Largeur totale mesurée à mi-hauteur (en km s^{-1}), non-corrigée de la largeur instrumentale.

² La raie présente dans l'aile bleue des raies H I est notée H I'.

³ Décalage (en km s^{-1}) entre la raie H I principale et H I'.

Les largeurs et les flux relatifs des raies H I' sont compatibles avec un processus d'émission par recombinaison. L'interprétation de ces raies en terme de structures ionisées à grande vitesse est donc la plus naturelle. Elle est confirmée par la présence des contreparties à [O III], [O II] et [N II]. Des structures à des vitesses très proches ont déjà été observées dans M 17 (Meaburn & Walsh 1981 ; Clayton et al. 1985).

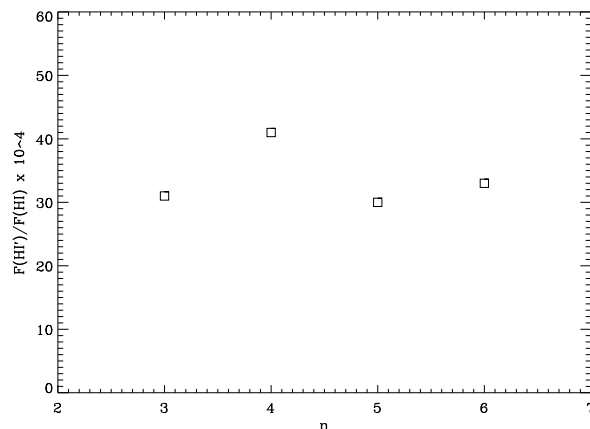


FIG. 5.17 – Flux relatif des raies H I et H I' dans M 17.

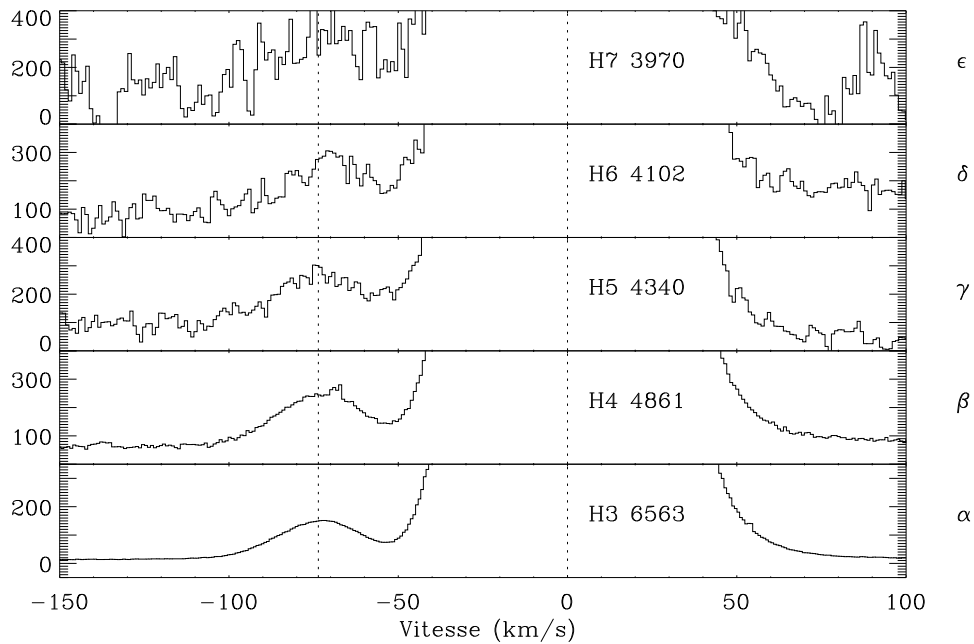


FIG. 5.18 – **Raies de Balmer dans M 17.** Les raies de $H\text{I}$ sont centrées sur 0 km s^{-1} (ligne pointillée de droite) et sont normalisées au même flux maximal (2.1×10^4 sur l'ordonnée). La faible raie en émission $H\text{I}'$ est décalée de $\sim -73.6 \text{ km s}^{-1}$ par rapport à la composante principale $H\text{I}$ (ligne pointillée de gauche).

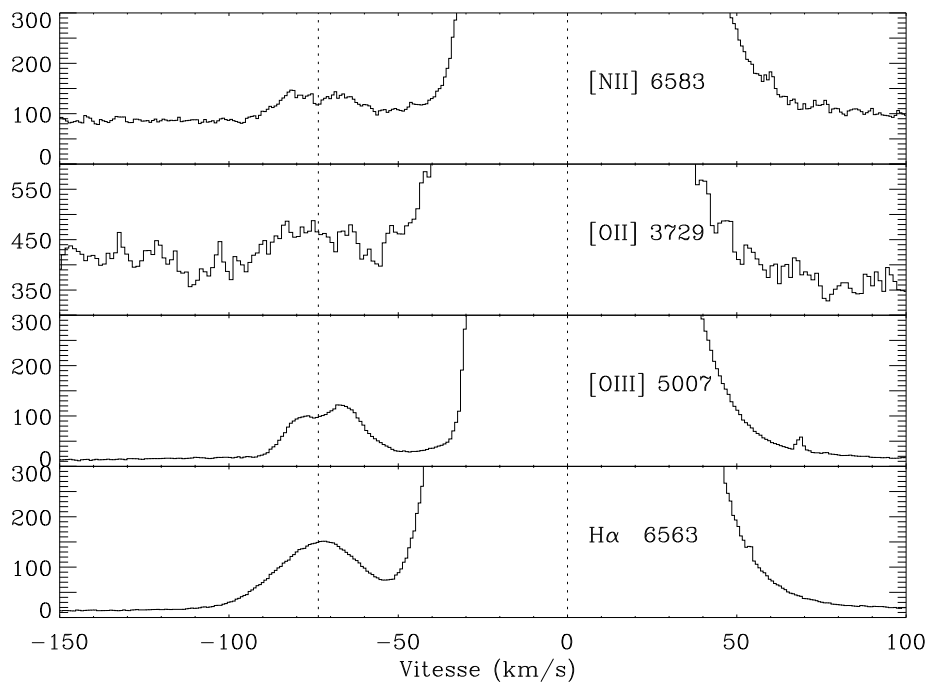


FIG. 5.19 – **Ailes des raies de $H\alpha$, $[\text{O III}]$, $[\text{O II}]$ et $[\text{N II}]$ dans M 17.** Comme pour la figure 5.18, les raies sont centrées sur 0 km s^{-1} et sont normalisées au même flux maximal (2.1×10^4 sur l'ordonnée).

5.5 Publication

La publication reproduite ici relate des observations effectuées avec le VLT et UVES en juillet 2000 et présentées dans les deux sections précédentes. Elle a été acceptée pour publication dans le numéro spécial de *Astronomy & Astrophysics Letters* consacré au premiers résultats du VLT qui s'intitule “*Early Science with the VLT: The opening of Kueyen*”. Sa publication est prévue pour décembre 2000 (Hébrard et al. 2000c).

Ces résultats ont fait d'autre part l'objet de la “Une” du site web de l'IAP en octobre 2000 (<http://www.iap.fr/LaUne/Deuterium/deuterium.html>) et d'un article dans le *CNRS Info* de décembre 2000 (no. 388, p. 13, <http://www.cnrs.fr/Cnrspresse/n388/html/n388a03.htm>).

A&A manuscript no.
(will be inserted by hand later)

Your thesaurus codes are:
08 (02.12.2 09.01.2 09.08.1 09.09.1 M42 09.09.1 M8 09.09.1 M16 09.09.1 M20 09.09.1 M17
09.09.1 DEM S 103)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS

September 12, 2000

Letter to the Editor

*Manuscript intended for the December 1, 2000 Special Edition
(Early Science with the VLT: The opening of Kueyen)*

Revealing deuterium Balmer lines in H II regions with VLT-UVES [★]

G. Hébrard¹, D. Péquignot², J. R. Walsh³, A. Vidal-Madjar¹, and R. Ferlet¹

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France (hebrard@iap.fr, vidalmadjar, ferlet).

² Laboratoire d'Astrophysique Extragalactique et de Cosmologie associé au CNRS (UMR 8631) et à l'Université Paris 7, DAEC, Observatoire de Paris-Meudon, F-92195 Meudon Cédex, France (daniel.pequignot@obspm.fr).

³ Space Telescope European Co-ordinating Facility, European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, D-85748 Garching bei München, Germany (jwalsh@eso.org).

Received 13 August 2000 / Accepted 25 August 2000

Abstract. The search for deuterium Balmer lines with VLT-UVES is reported in H II regions of the Galaxy and the Magellanic Clouds. The D I lines appear as faint, narrow emission features in the blue wings of the H I Balmer lines and can be distinguished from high-velocity H I emission. The previous identification to deuterium is re-inforced beyond doubt.

The detection of D α and D β in Orion (Hébrard et al. 2000) is confirmed and deuterium lines are now detected up to at least D η . The UVES observations provide the first detection of Balmer D I lines in four new H II regions (M 8, M 16, M 20, and DEM S 103 in SMC), demonstrating that these lines are of common occurrence.

Key words: Line: identification – H II regions – ISM: individual objects: M 42 – ISM: individual objects: M 8 – ISM: individual objects: M 16 – ISM: individual objects: M 20 – ISM: individual objects: M 17 – ISM: individual objects: DEM S 103 – ISM: atoms –

1. Introduction

Deuterium is an element of primordial origin. Measuring its abundance in different astrophysical sites brings valuable constraints on the Big-Bang nucleosynthesis and the Galactic evolution (e.g. Lemoine et al. 1999).

The detection and identification of the deuterium Balmer lines D α and D β in emission in the Orion Nebula was first reported by Hébrard et al. (2000, hereafter Paper I). The narrowness of these lines, their strength with respect to the hydrogen lines and finally their relative fluxes were incompatible with recombination excitation, but could be understood in terms of

fluorescence excitation by stellar UV continuum in the Photon Dominated Region (PDR), located behind the ionized region.

Here, observations of the whole Balmer series with the new spectrograph UVES, installed at the Nasmyth focus of VLT-UT2, are presented for Orion and other H II regions. Observations are described in Sect. 2. Results for each H II region are presented in Sect. 3. New evidence in support to the identification of deuterium is discussed in Sect. 4. A more complete analysis will follow in forthcoming papers.

2. Observations

Observations were secured during the night 2000 July 25th-26th, using the UV-Visual Echelle Spectrograph (UVES) located at the Nasmyth focus of Kueyen, the second VLT Unit Telescope (D'Odorico & Kaper 2000). Spectra from both the red and blue arms were registered simultaneously on two detectors, using the standard setting DIC1 (390+564). The approximate spectral ranges were 3290Å - 4530Å (blue arm), and 4610Å - 5620 Å and 5660Å - 6660Å (red arm), encompassing the whole Balmer series.

The slits were 8'' and 11'' long for the blue and red arms respectively. The slit width was 1'' on the sky. According to the staff of the VLT, the spectral resolution was $R = \lambda/\Delta\lambda \simeq 40\,000$ (Full Width at Half Maximum, FWHM), equivalent to $\sim 7\text{ km s}^{-1}$. The present conclusions do not depend on the exact value of R , which will be determined after reducing the calibration exposures. A total exposure time of one hour was devoted to each H II region (except for Orion, Sect. 3.1), the observations being divided in short sub-exposures to prevent detector saturation at the H I Balmer lines.

Data reduction (bias subtraction, flat-fielding, wavelength calibration) was performed with the UVES pipeline, using the available calibration database. 1D spectra were box-extracted from the central third of the slits. The standard sky-subtraction

Send offprint requests to: Guillaume Hébrard

[★] Based on observations collected at the European Southern Observatory, Paranal, Chile [ESO VLT-UT2 N° 65.I-0498(A)].

Table 1. Preliminary line flux ratios in M 42

line	D I/H I	line	D I/H I	line	D I/H I
α	2×10^{-4}	γ	7×10^{-4}	ϵ	10×10^{-4}
β	6×10^{-4}	δ	9×10^{-4}		

algorithm, inappropriate for extended objects, was omitted. This extraction was judged robust enough for this preliminary study. Subsequent data reduction will be performed over the whole slit length, using the calibration exposures obtained during the observing run.

Cosmics and bad pixels were cleaned where necessary. Sub-exposures were averaged (no shift was observed from one sub-exposure to the next) and the lines were shifted to the same radial velocity. For a given object, the peak fluxes of the different lines were assigned the same value in order to display the relative variations of the weak lines (figures of Sect. 3). Shifts and normalizations were all based on Gaussian fits to the emission lines.

3. Results

Line detections reported here in the blue wings of the H I lines are at least at the 5- σ confidence level. Most of them are confirmed by the detection of lines at the same velocity for several principal quantum numbers n .

3.1. Orion Nebula (M 42)

The area observed in Orion was the same as the one observed previously (Paper I). The slit, oriented North-South, was located 2.5' South of θ^1 Ori C (HD 37022) at coordinates $\alpha = 05:35:16.7$, $\delta = -05:25:29$ (J2000). The exposure time was 30 min in the red arm and 50 min in the blue arm.

Plots of the H I Balmer line wings are shown in Fig. 1. Deuterium lines are detected from D α to D η . They are redshifted $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ with respect to H I (the isotopic shift between D I and H I at rest is -81.6 km s^{-1}), in good agreement with the previous measurements (Paper I). D I lines seem to be detected up to D16, but elaborate treatment is required due to low signal-to-noise ratio.

FWHM are from Gaussian fits, after quadratic subtraction of the instrumental point-spread function. The FWHM of the D I lines is $\sim 11 \text{ km s}^{-1}$, much less than that of the H I recombination lines ($\sim 30 \text{ km s}^{-1}$). Widths similar to these were found for the lines detected in M 8, M 16, M 20 and DEM S 103 (see below). From Fig. 1, it is apparent that D I increases relative to H I for increasing n , at least up to D ϵ . Approximate relative fluxes are given in Table 1. Despite lower signal-to-noise ratio, a similar trend exists in the data for M 8 and M 16.

In Fig. 2, are shown on the same scale the wings of [N II] $\lambda 6583\text{\AA}$, [O II] $\lambda 3729\text{\AA}$, [O III] $\lambda 5007\text{\AA}$ and H α . No counterparts to D I can be seen for lines other than H α , thus excluding any interpretation in terms of emission from high-velocity ionized gas (see Sect. 3.6). Similarly, counterparts are lacking in M 8, M 16, M 20 and DEM S 103.

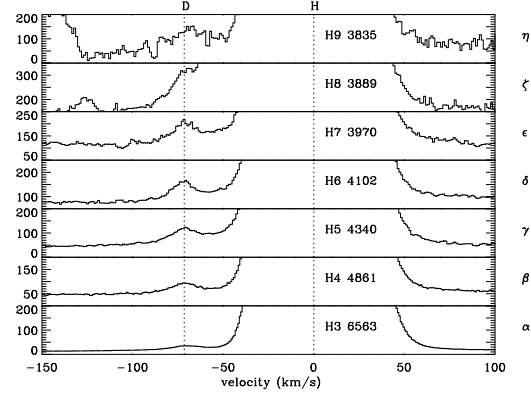


Fig. 1. Wings of H α to H η (noted H3 to H9) in the Orion Nebula. All H I lines are centred at 0 km s^{-1} velocity (right dotted line) and are normalized to identical peak intensities (2.1×10^4 on y -scale). The dotted line to the left corresponds to the wavelengths adopted for the D I lines (Table 2). H ζ is blended with He I.

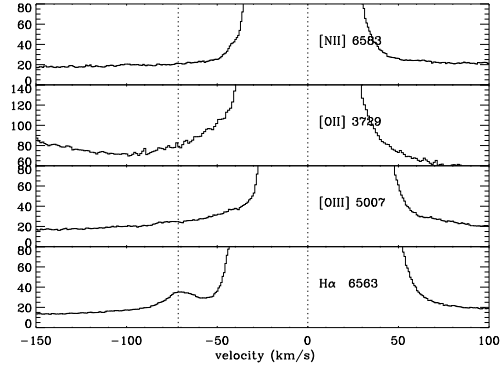


Fig. 2. Same as Fig. 1 for wings of [N II], [O II], [O III] and H α in Orion (peak intensities 2.1×10^4). Compare to Fig. 7.

3.2. Lagoon Nebula (M 8)

In M 8, the slit was oriented North-South and located 17'' East and 18'' North of Herschel 36 (HD 164740), at $\alpha = 18:03:40.8$, $\delta = -24:22:25$. This position corresponds to position L11 in Bohuski (1973). Deuterium is detected from D α to D ζ (Fig. 3). Again the flux ratios range from $F(\text{D}\alpha)/F(\text{H}\alpha) \simeq 2 \times 10^{-4}$ to $F(\text{D}\zeta)/F(\text{H}\zeta) \simeq 1 \times 10^{-3}$.

M 8 was observed at a second slit position: 43'' South from Herschel 36 [position L7 in Bohuski (1973), not shown here]. The coordinates were $\alpha = 18:03:40.3$, $\delta = -24:23:27$ and the slit was oriented East-West. Only D α was detected, with a weaker flux: $F(\text{D}\alpha)/F(\text{H}\alpha) \simeq 3 \times 10^{-5}$.

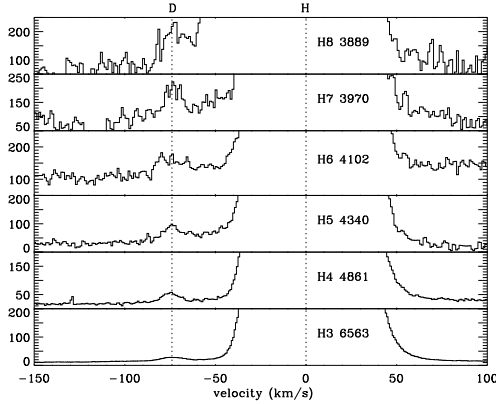


Fig. 3. Same as Fig. 1 for wings of H α to H ζ in M 8, but with peak intensities 2.0×10^4 .

3.3. Eagle Nebula (M 16)

In M 16, the slit was oriented North-South and located at $\alpha = 18:18:51.7$, $\delta = -13:49:07$. It corresponds to one of the brightest regions of the PDR in this nebula (Levenson et al. 2000). Deuterium is detected from D α to D γ (Fig. 4). The flux ratios range from $F(\text{D}\alpha)/F(\text{H}\alpha) \simeq 2 \times 10^{-4}$ to $F(\text{D}\gamma)/F(\text{H}\gamma) \simeq 1 \times 10^{-3}$.

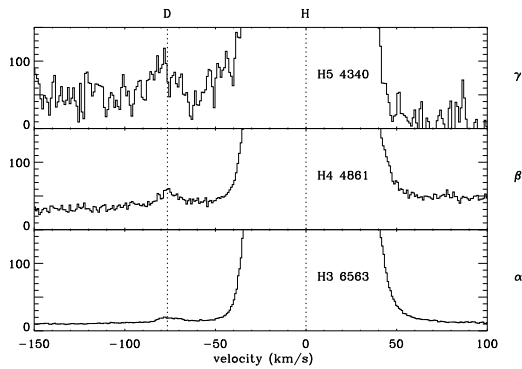


Fig. 4. Same as Fig. 1 for wings of H α to H γ in M 16, but with peak intensities 1.1×10^4 .

3.4. Trifid Nebula (M 20)

In M 20, the slit was oriented North-South and located 51'' East and 23'' South from HD 164492, at $\alpha = 18:02:27.3$, $\delta = -23:02:14$. This position corresponds to position T12 in Bohuski (1973). Only D α was detected (Fig. 5).

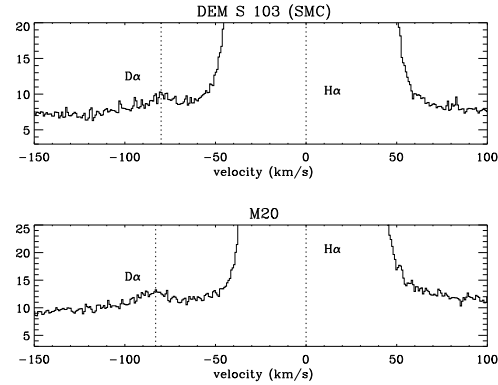


Fig. 5. Same as Fig. 1 for wings of H α in M 20 (bottom, peak intensity 4000) and DEM S 103 in SMC (up, peak intensity 3500).

3.5. DEM S 103 in the Small Magellanic Cloud

The last deuterium Balmer line detection was performed outside the Galaxy, in the brightest H II region of the SMC, namely DEM S 103 [Henize 66, Caplan et al. (1996)]. The coordinates of the slit, oriented North-South, were $\alpha = 00:58:51.6$, $\delta = -72:10:09$. Again, only D α was detected (Fig. 5).

3.6. Omega Nebula (M 17): high-velocity structure emission

In M 17, the slit was oriented North-South and located at $\alpha = 18:20:48.0$, $\delta = -16:10:31$. Here the emission features detected in the blue wings of the H I lines, from H α to H ϵ (Fig. 6), differ from those shown in previous targets:

- they are broad ($\text{FWHM} \simeq 20 \text{ km s}^{-1}$, instead of $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$, whilst the main H I component has the usual $\text{FWHM} \simeq 30 \text{ km s}^{-1}$);
- they are proportional to the H I lines (intensity $\sim 3 \times 10^{-3}$ relative to nearby H I for every n);
- [N II], [O II] and [O III] present clear counterparts at the same velocity (Fig. 7).

It is concluded that, in this case, the features should be mainly due to H I emission from ionized material with velocity $\sim -70 \text{ km s}^{-1}$ relative to the main body of the nebula. The width of these features is compatible with recombination excitation in a hot H $^+$ gas. In fact, Meaburn & Walsh (1981) detected velocity components shifted by $\sim -70 \text{ km s}^{-1}$ from the main H α component, $\sim 2'$ South of the UVES position. Clayton et al. (1985) showed that the high-velocity material was probably associated with a breakout (collimated outflow) of a radially expanding shell. A D α line with the same relative flux as in Orion would be one order of magnitude weaker than the feature near H α , making detection difficult without an elaborate treatment.

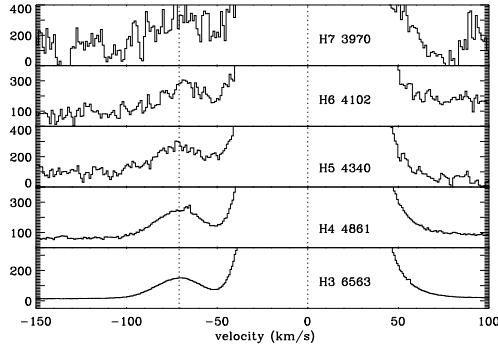


Fig. 6. Same as Fig. 1 for wings of H α to H ϵ in M 17 (peak intensities 2.1×10^4). Here the blue-shifted features are not identified with D I but with H I emission from a high-velocity ionized structure.

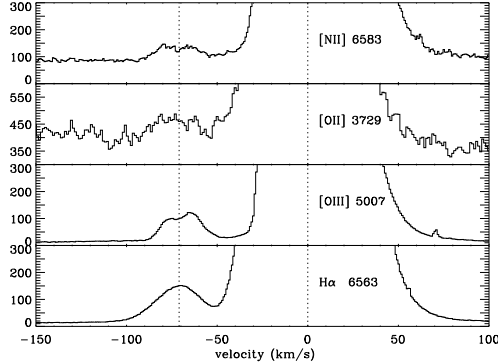


Fig. 7. Same as Fig. 1 for wings of [N II], [O II], [O III] and H α in M 17 (peak intensities 2.1×10^4). Here, the blue-shifted features have counterparts in ions. Compare to Fig. 2.

4. Confirming the identification of deuterium

In addition to the objects presented in Sect. 3, two more H II regions were observed: 30 Doradus (in the LMC) and Sh2-100. In the former, the velocity field appears complex and more work is needed. In the latter, no obvious D I lines are seen, suggesting that no PDR is present along the line of sight. So far, D I lines have therefore been detected in at least five out of the eight H II regions observed. Kinematic properties appear in Table 2.

The new observations bring confirmatory evidence in favour of the identification of the deuterium Balmer lines. They complement and add to the results presented in Paper I. The lines are seen with similar characteristics in the five H II regions, using different telescopes (CFHT and VLT) and different spectrographs (GECKO and UVES). Instrumental artifacts (such as grating ghosts or in-order scattered light) can be definitively ruled out.

Table 2. Kinematic properties of the D I lines^a

Object	Shift ^b	Width ^c	Object	Shift ^b	Width ^c
M 42	10	11	M 20	-1:	13:
M 8	8	9	S 103	2:	10:
M 16	5	9	M 17	-	-

^a Colons indicate low-accuracy values (from H α and D α only).

^b Average shift of D I with respect to H I (km s^{-1}).

^c Average FWHM of the D I lines (km s^{-1}).

Since the lines are seen for many members of the Balmer series, they can only be D I or blue-shifted H I emission. H I emission may arise from H⁺ gas (recombination) or H⁰ gas (fluorescence). High-velocity ionized structures will produce H I recombination lines with properties like those already listed in the case of M 17 (width, flux, counterparts), not observed in the other H II regions described in Sect. 3. A high-velocity neutral structure cannot be formally excluded for any one isolated object, but the probability that such a structure could exist and yet be detectable only in H I is low. No evidence for the existence of such a structure could be found in the case of Orion (Paper I). Considering the present data, it would be extraordinary if such a neutral component could be present in such a systematic manner in five different H II regions, always at about the same velocity.

Understandably, the D I lines are narrow since they arise from a cold material with small thermal velocity. Nonetheless, considering the prevalence of large velocity fields in H II regions, it was not a priori obvious that these lines would appear so systematically narrow (Table 2). The explanation partly lies in the fact that the entrance aperture of UVES is relatively small and that observable H II regions tend to be incomplete on one side, with the associated molecular cloud and PDR located behind the expanding H⁺ region. This is consistent with the tendency shown by the D I lines to be redshifted with respect to the H I lines (Table 2). Thus, in practice, a small line width (at the expected wavelength!) turns out to be an important criterion to identify D I. On the other hand, H II regions may exist with PDR's encompassing a large velocity range. A fundamental criterion for D I identification remains the lack of counterparts in lines from ionized species. Large variations of the line intensity ratio D I/H I with n constitute another useful criterion (Table 1), since fluorescence will generally not result in the same decrement as the one corresponding to recombination.

As a result of the present high spectral resolution and high signal-to-noise observations, the identification of deuterium Balmer lines is now very safe.

5. Conclusion

Detection of deuterium Balmer emission in five H II regions is reported. These are first detections in four targets, including an extragalactic one. Detection was made feasible thanks to the large collecting area of the 8.2m VLT mirror and the high efficiency of UVES. Fluorescence is confirmed as the probable

excitation mechanism of D I, recombination being excluded. Spectroscopic criteria leading to virtually certain identification of D I in any given H II region are now clearly established.

Possible ways to determine D/H from D I Balmer lines were discussed in Paper I. One method requires a knowledge of the n for which the line ratio D I/H I starts decreasing. The detection of D I up to D9, and possibly D16, in Orion suggests this as a promising way of investigation. Comparison of D I to O I fluorescence lines, present in the UVES spectra and also produced in the PDR, may be another way to explore.

Acknowledgements. We thank the staff of the VLT for excellent assistance.

References

- Bohuski, T. J., 1973, *ApJ* 183, 851
 Caplan, J., Ye, T., Deharveng, L., Turtle, A. J., & Kennicutt, R. C., 1996, *A&A* 307, 403
 Clayton, C. A., Ivchenko, V. N., Meaburn, J., & Walsh, J. R., 1985, *MNRAS* 216, 761
 D’Odorico, S., & Kaper, L., 2000, *UVES User Manual*, V 1.0
 H´ebrard, G., P´equignot, D., Vidal-Madjar, A., Walsh, J. R., & Ferlet, R., 2000, *A&A* 354, L79 (Paper I)
 Lemoine, M., et al., 1999, *New Astronomy* 4, 231
 Levenson, N. A., et al., 2000, *ApJ* 533, L53
 Meaburn, J., & Walsh, J. R., 1981, *A&SS* 74, 169

5.6 Identification des raies

Cette partie résume, à partir des observations présentées ci-dessus, les arguments qui permettent de déterminer la zone d'émission de ces raies (PDR), leur processus d'émission (fluorescence) et leur identification (deutérium).

5.6.1 Région émettrice

Deux arguments indiquent que les raies D I proviennent de la PDR :

- **Étroitesse des raies**

Elle indique qu'elles sont émises dans des régions froides et/ou localisées le long de la ligne de visée, ce qui est le cas des PDR observées.

- **Vitesse**

Dans le cas d'Orion, la vitesse des raies D I coïncide avec celle de la PDR et des raies moléculaires.

5.6.2 Détermination du mécanisme d'émission

La fluorescence est le processus d'excitation le plus probable car il rend bien compte des propriétés suivantes des raies :

- **Largeur**

Celle-ci est incompatible avec les processus de recombinaison, de diffusion Raman ou de diffusion de lumière stellaire, tous ces mécanismes produisant des raies plus larges que celles observées.

- **Flux**

Les raies du deutérium ont un flux bien plus intense que celui attendu en cas de recombinaison (en admettant un D/H *raisonnable*, de l'ordre de 10^{-5}). De plus, le flux relatif des raies D I et H I varie énormément avec la valeur de n , ce qui est impossible dans le cas de la recombinaison. Un rougissement différentiel ne peut être invoqué, les raies les plus décalées dans le rouge étant les moins brillantes relativement à H I.

5.6.3 Identification avec le deutérium

Les alternatives *a priori* possibles à l'identification avec le deutérium sont données ci-dessous. L'ensemble des observations présentées ici permet de toutes les rejeter.

- **Artéfact instrumental**

Les raies ont été détectées avec plusieurs télescopes (CFHT et VLT) et plusieurs spectroscopes (Gecko et UVES). Elles étaient insensibles aux rotations du réseau effectuées au CFHT. Aucune raie équivalente n'était détectée dans les ailes des raies autres que H I ainsi que sur les spectres de calibration. Enfin, ces raies ne sont pas détectées vers les nébuleuses planétaires (voir partie 5.8). La possibilité d'un artéfact instrumental, dû par exemple à un "fantôme" lié au réseau ou à de la lumière diffusée, peut être rejetée.

- **Élément non identifié**

Les longueurs d'onde ne correspondent à aucune raie quasi-moléculaire connue. Étant détectées à des vitesses semblables pour plusieurs valeurs de n dans la série de Balmer, il est extrêmement improbable qu'il s'agisse d'éléments non identifiés dont les raies coïncideraient systématiquement avec les raies D I. Le choix se réduit donc aux éléments présentant le

même type de séries de raies, à savoir H I, D I et He II. Les raies He II n'étant pas détectées dans ces régions H II, il ne peut s'agir que de D I, ou de H I très décalé vers le bleu.

– **Structure ionisée à grande vitesse**

Une telle structure devrait émettre par recombinaison, processus incompatible avec les largeurs et flux relatifs des raies observées. Elle devrait également en général avoir des contreparties dans d'autres éléments, comme par exemple [O III], [O II] ou [N II] ; ces contreparties ne sont pas détectées.

– **Structure neutre à grande vitesse**

Des atomes H I d'un nuage neutre fortement décalé vers le bleu pourraient émettre par fluorescence des raies semblables à celles observées. De tels nuages, à la fois rapides et sans contreparties ionisées en hydrogène et dans les autres éléments, sont cependant très peu probables pour une cible individuelle. Aucune structure présentant ces propriétés et située suffisamment proches des étoiles (qui sont la source du rayonnement UV potentiellement diffusé) n'a été trouvée dans le cas d'Orion. Enfin, il serait extraordinaire que ces nuages improbables soient présents de manière systématique dans les cinq régions H II dans lesquelles les raies sont détectées, à chaque fois à une vitesse proche de celle de D I.

L'identification de ces motifs avec des raies de deutérium neutre excitées par fluorescence est donc très cohérente.

Les observations décrites précédemment, comparées à celle de M 17 interprétée en terme de structure ionisée à grande vitesse, permettent de déterminer trois critères d'identification des raies de Balmer du deutérium :

- elles sont étroites ($\text{FWHM} < 15 \text{ km s}^{-1}$ dans tous les cas identifiés jusqu'à présent),
- leur flux n'est généralement pas proportionnel à celui des raies H I,
- elles n'ont pas de contrepartie dans les raies autres que H I.

5.7 Fluorescence

Les raies D I provenant de la région neutre, la fluorescence du rayonnement UV par les atomes de deutérium est le processus le plus naturel pour expliquer ces émissions. Dans Orion, la densité de colonne de H^0 dans la PDR est de l'ordre de $\sim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (Tielens & Hollenbach 1985) soit $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ pour D^0 en admettant un D/H standard. L'épaisseur optique à Lyman β (D) dans la PDR, qui va produire directement $\text{D}\alpha$, est environ 240 fois plus élevée que l'opacité de la poussière. La fluorescence est donc le processus dominant, au moins pour les plus faibles valeurs de n . Les premières raies de Balmer de D I sont cependant saturées, tout le flux UV étant converti par diffusion.

L'estimation théorique de $F(\text{D}\alpha)/F(\text{H}\alpha)$ dans Orion, dont le résultat est présenté dans la partie 5.2.2, est décrite ci-dessous plus en détail.

5.7.1 Calcul de $F(\text{D}\alpha)/F(\text{H}\alpha)$ (cas saturé)

Ce calcul est effectué dans le cadre d'hypothèses simplificatrices. Il est admis tout d'abord que l'ionisation de la région H II et la fluorescence de D I dans la PDR sont toutes les deux provoquées par le flux UV d'une étoile de température T_* rayonnant comme un corps noir. Il est également admis que tous les photons Lyman β (D), et eux seuls, entrant dans la PDR produisent au final des photons $\text{D}\alpha$ par diffusion sur les atomes D I. Dans cette approximation, la raie $\text{D}\alpha$ est totalement saturée et son intensité ne dépend plus de la densité de colonne de D I.

Sous ces hypothèses, pour chaque cm^{-2} de la surface de l'étoile, on a :

$$F(\text{D}\alpha) = \mathcal{F}_*(\text{Ly}\beta_{\text{D}}) \times \Delta\nu_{\text{Ly}\beta_{\text{D}}} \times \frac{E(\text{D}\alpha)}{E(\text{Ly}\beta_{\text{D}})} \quad \text{erg/cm}^2/\text{s} \quad (1)$$

où :

- $\mathcal{F}_*(\text{Ly}\beta_{\text{D}})$ est le flux UV stellaire à Lyman β (D) en $\text{erg/cm}^2/\text{s/Hz}$,
- $\Delta\nu_{\text{Ly}\beta_{\text{D}}} = \frac{\Delta v}{\lambda}$ est la largeur de la raie en Hz (d'après la largeur des raies D I, la dispersion de vitesse dans la PDR est $\Delta v \simeq 10 \text{ km s}^{-1}$),
- $\frac{E(\text{D}\alpha)}{E(\text{Ly}\beta_{\text{D}})} = \frac{\lambda_{\text{Ly}\beta_{\text{D}}}}{\lambda_{\text{D}\alpha}} = \frac{1025.44}{6561.01}$ est le rapport d'énergie entre les photons $\text{D}\alpha$ et Lyman β (D).

Pour un corps noir à $T_* = 4 \times 10^4 \text{ K}$ [température de $\theta^1 \text{ Ori C}$, l'étoile dominante du Trapèze (Rubin et al. 1991)] :

$$\mathcal{F}_*(\text{Ly}\beta_{\text{D}}) = \frac{\mathcal{F}_\nu(\text{Ly}\beta_{\text{D}})}{\mathcal{F}_{\nu \text{ max}}} \times \mathcal{F}_{\nu \text{ max}} = 0.93 \times 5.956 \times 10^{-16} \times T^3$$

L'équation (1) peut donc s'écrire :

$$F(\text{D}\alpha) = 0.93 \times 5.956 \times 10^{-16} \times (4 \times 10^4)^3 \times \frac{10 \times 10^5}{1025.44 \times 10^{-8}} \times \frac{1025.44}{6561.01} \quad \text{erg/cm}^2/\text{s}$$

soit :

$$F(\text{D}\alpha) = 5.4 \times 10^8 \quad \text{erg/s/cm}^2$$

De la même manière, pour la raie $\text{H}\alpha$, on a :

$$F(\text{H}\alpha) = N(\text{H}\alpha) \times E(\text{H}\alpha) \quad \text{erg/cm}^2/\text{s} \quad (2)$$

où $N(\text{H}\alpha)$ est le nombre de photons $\text{H}\alpha$ produits par seconde dans la nébuleuse par cm^{-2} de l'étoile, et $E(\text{H}\alpha) = hc/\lambda_{\text{H}\alpha}$.

On a $N(\text{H}\alpha) = \frac{N(\text{H}\alpha)}{N_{\text{Ly}\alpha}} \times \frac{N_{\text{Ly}\alpha}}{N_{\text{BB}}} \times N_{\text{BB}}$

Le taux de photons $\text{H}\alpha$ est, en cas B de recombinaison (épaisseur optique infinie dans les raies Lyman) à une température nébulaire de 10^4 K , $\frac{N(\text{H}\alpha)}{N_{\text{Ly}\alpha}} = 0.3$ (Storey & Hummer 1995).

La fraction de photons ionisants à $T_* = 4 \times 10^4 \text{ K}$ est $\frac{N_{\text{Ly}\alpha}}{N_{\text{BB}}} = 0.2$ avec le nombre total de photons $N_{\text{BB}} = 1.520 \times 10^{11} \times T^3 \text{ photons/cm}^2/\text{s}$.

Ainsi,

$$F(\text{H}\alpha) = 0.3 \times 0.2 \times 1.520 \times 10^{11} \times (4 \times 10^4)^3 \times \frac{hc}{6561.01 \times 10^{-8}} \quad \text{erg/cm}^2/\text{s}$$

et

$$F(\text{H}\alpha) = 1.8 \times 10^{12} \quad \text{erg/s/cm}^2$$

La PDR se trouve derrière l'étoile excitatrice et ne couvre qu'environ la moitié du ciel de la source. Parallèlement, on estime qu'environ la moitié des photons ionisants est effectivement absorbée par la région H^+ . En considérant la nébuleuse et sa PDR globalement, le rapport calculé sous les hypothèses précédentes est :

$$\left[\frac{F(D\alpha)}{F(H\alpha)} \right]_{Orion}^{calc.} \simeq \frac{5.4 \times 10^8}{1.8 \times 10^{12}} = 3 \times 10^{-4}$$

L'accord avec la valeur mesurée dans Orion $[F(D\alpha)/F(H\alpha) \simeq 2.2 \times 10^{-4}]$ est assez bon. Il est probablement en partie fortuit, les hypothèses de ce calcul pouvant ne pas être vérifiées pour plusieurs raisons. Tout d'abord, l'étoile peut ne pas rayonner comme un corps noir, notamment à Lyman β (D) qui peut être altérée par l'aile d'une éventuelle raie Lyman β (H) stellaire. Il est également probable que les contributions à $D\alpha$ des cascades des raies Lyman supérieures ne sont pas négligeables par rapport à Lyman β (elles ont en fait typiquement le même ordre de grandeur). Certains photons UV sont, de plus, réfléchis par la PDR, donc sans se transformer en photons $D\alpha$. Enfin, l'opacité de la poussière peut ne pas être totalement négligeable.

Le relativement bon accord semble indiquer que ces différents effets tendent à se compenser les uns les autres. Cette estimation est donc valable en ordre de grandeur.

5.7.2 Vers la détermination de D/H à partir de ces raies

Jusqu'à présent, l'effort a été essentiellement porté sur l'identification de ces raies et de leur processus d'émission. Ceux-ci étant désormais bien établis, l'étape suivante consiste à tenter d'obtenir $(D/H)_{ISM}$ à partir de ces observations.

Plusieurs difficultés ont été identifiées :

- Les raies de Balmer D I et H I n'étant pas émises par les mêmes régions, toute mesure de D/H fondée sur la comparaison de ces deux séries de raies doit faire appel à des modèles géométriques permettant d'évaluer l'extension spatiale relative des deux espèces le long de la ligne de visée.
- Une mesure de la densité de colonne de D I à partir de ces raies nécessite *a priori* la connaissance du flux de rayonnement UV produisant la fluorescence. Cette connaissance peut éventuellement n'être que relative, si la méthode est fondée sur la comparaison des différentes raies D I de la série de Balmer.
- Une partie de ce flux UV peut ne pas être converti en raies Balmer : certains photons peuvent être réfléchis de manière élastique par la PDR, et d'autre peuvent être absorbés par des processus concurrents, notamment par la poussière.
- Les premières raies de la série (faibles valeurs de n) sont probablement saturées dans beaucoup de cas ; leur flux peut donc n'être que faiblement sensible à la densité de colonne de D I.

Cette liste semble *a priori* peu encourageante. On peut cependant noter que certaines de ces difficultés, comme la saturation ou la non co-extensivité de l'hydrogène et du deutérium, sont rencontrées (et en partie surmontées) par d'autres méthodes plus classiques de mesure de D/H.

Dans tous les cas, l'introduction d'un modèle complet de transfert du rayonnement est nécessaire, afin de traiter, en tenant compte des cascades, l'absorption, la diffusion et la dégradation des photons UV. Les différentes pistes envisagées pour mener à D/H à partir des raies de Balmer de D I sont les suivantes.

Une première possibilité est de comparer le flux des raies D I au flux continu sous-jacent, c'est-à-dire les ailes bleues des raies H I. Ce continu est probablement dû en partie à une diffusion Raman du continu UV par les atomes H I. Une telle méthode est susceptible de ne dépendre que faiblement du flux UV, les mêmes longueurs d'onde étant diffusées par D I et H I. Cette diffusion *self-Raman* a été suggérée dans la nébuleuse planétaire NGC 7027 par Péquignot et al. (1997) et clairement identifiée dans IC 4997 (Lee & Hyung 2000) et RR Tel (Selvelli & Bonifacio 2000). Elle pourrait également se manifester dans nos spectres, au moins à H α . Les ailes des raies H I sont très probablement dominées par la diffusion instrumentale. Un moyen de s'en affranchir consiste à comparer les raies H I avec des raies isolées non susceptibles de diffusion Raman (comme He I ou [O III]), la cinématique et les masses atomiques jouant un rôle relativement mineur loin du cœur Doppler.

Une deuxième possibilité consiste à comparer la fluorescence par D I avec la diffusion par la poussière, les deux processus principaux d'absorption du flux UV. Pour les faibles valeurs de n , l'absorption par la poussière est négligeable. Elle ne doit plus l'être pour les transitions plus élevées, la section efficace de photo-excitation variant approximativement comme n^{-3} . Pour un continu UV à peu près plat, l'absorption par la poussière n'est plus négligeable et domine la fluorescence à partir d'un niveau n_0 ; ainsi, les raies de Balmer D I ne sont plus excitées pour $n > n_0$. La détermination du niveau de coupure n_0 permettrait donc de comparer les densités de colonne de poussière et de deutérium. Elle pourrait donc permettre, sans problème de saturation, de remonter à D/H si l'extinction par atome d'hydrogène due aux poussières est connue.

La troisième méthode envisagée consiste à comparer les flux des raies D I avec ceux de raies d'autres éléments également excités par fluorescence, comme Si II, N I ou O I, afin de déterminer les abondances de deutérium relativement à ces espèces. Ici, la connaissance du flux UV n'est pas essentielle car ces raies sont excitées dans des domaines de longueur d'onde voisins. Ces espèces présentent également l'avantage d'être co-extensives dans la nébuleuse. En particulier, la détermination de D/O par cette méthode est la plus prometteuse. En effet, les raies O I de fluorescence ont déjà été détectées dans Orion et leur mécanisme d'émission a été établi par Grandi (1975). Ces raies sont détectées dans nos spectres VLT et ont des flux comparables à ceux des raies D I.

5.8 Observations de nébuleuses planétaires

Cette partie présente des observations visant à rechercher $D\alpha$ et $D\beta$ dans plusieurs nébuleuses planétaires. Étant en principe détruit dans l'étoile progénitrice, le deutérium doit être très peu abondant dans le gaz que celle-ci a rejeté (la valeur d'équilibre dans la chaîne p - p (table 1.2) est $D/H \simeq 10^{-20}$). Aucune vérification observationnelle n'existe cependant et le deutérium n'avait jamais été recherché dans une nébuleuse planétaire. La fluorescence étant un moyen très sensible de détecter le deutérium, nous avons entrepris ces observations avec cette nouvelle méthode.

Une éventuelle détection aurait été très surprenante; elle aurait indiqué une synthèse de deutérium d'origine stellaire, ou une très forte présence de matière interstellaire non processée dans la nébuleuse. Le premier objectif de ces observations consistait plutôt à confirmer l'absence de deutérium dans ces objets et à obtenir une limite supérieure de son abondance. En effet, contrairement aux cas précédents dans lesquels $D\alpha$ et $D\beta$ sont probablement saturées, ces raies ne doivent pas l'être pour des densités de colonne en $D\text{ I}$ très faibles; on peut donc estimer que $N(D\text{ I})$ est proportionnel au flux des raies $D\text{ I}$.

Le deuxième objectif de ces observations était de confirmer indirectement l'identification des raies de Balmer du deutérium réalisée dans les régions H II ; en effet, une détection des mêmes motifs dans des nébuleuses planétaires aurait probablement remis en doute l'identification avec $D\text{ I}$.

5.8.1 Observations

Les observations ont été menées en septembre 1999 au CFHT, en complément des observations d'Orion présentées dans la partie 5.2.1 (Orion n'était visible que quelques heures avant le levé du Soleil à cette époque). La configuration instrumentale était la même, le spectroscopie Gecko étant utilisé avec une longue fente. Les nébuleuses planétaires observées ont été sélectionnées en fonction de leur flux et de la présence d'une coquille de gaz neutre relativement massive, révélée par la détection de $[\text{O I}] 63 \mu\text{m}$ avec une grande intensité (données ISO, Liu et al. 2000); la fluorescence de $D\text{ I}$ est en effet d'autant plus efficace que la nébuleuse possède une zone neutre importante. La table 5.8 présente les différents objets observés, avec les temps de pose utilisés à $\text{H}\alpha$ et $\text{H}\beta$ (IC 418 et NGC 7009 n'ont été observés qu'à $\text{H}\beta$). La fente était placée dans tous les cas de manière à contenir la zone centrale de la nébuleuse (son orientation sur le ciel ne pouvait être ajustée).

TAB. 5.8 – Nébuleuses planétaires observées.

Cible	PN G (Acker et al. 1992)	α (J2000)	δ (J2000)	Diam. (")	Tps. de pose (min.)	
					$\text{H}\alpha$	$\text{H}\beta$
IC 418	215.2–24.2	05 27 28.2	–12 41 50	12.0	-	20
NGC 6572	034.6+11.8	18 12 06.4	+06 51 13	10.8	63	60
BD+30 3639	064.7+05.0	19 34 45.2	+30 30 59	7.5	17	10
IC 4997	058.3–10.9	20 20 08.9	+16 43 52	1.6	17	30
NGC 7027	084.9–03.4	21 07 01.7	+42 14 10	14.0	27	30
NGC 7009	037.7–34.5	21 04 10.9	–11 21 50	28.5	-	30

Des exemples des spectres obtenus sont reportés sur la figure 5.20 qui présente des agrandissements des ailes des raies $\text{H}\alpha$ et $\text{H}\beta$. Aucune raie similaire aux raies détectées dans Orion et dans les autres régions H II n'est observée. Cela est cohérent avec l'identification avec le deutérium, qui doit être absent des nébuleuses planétaires et présent dans les régions H II . Ceci

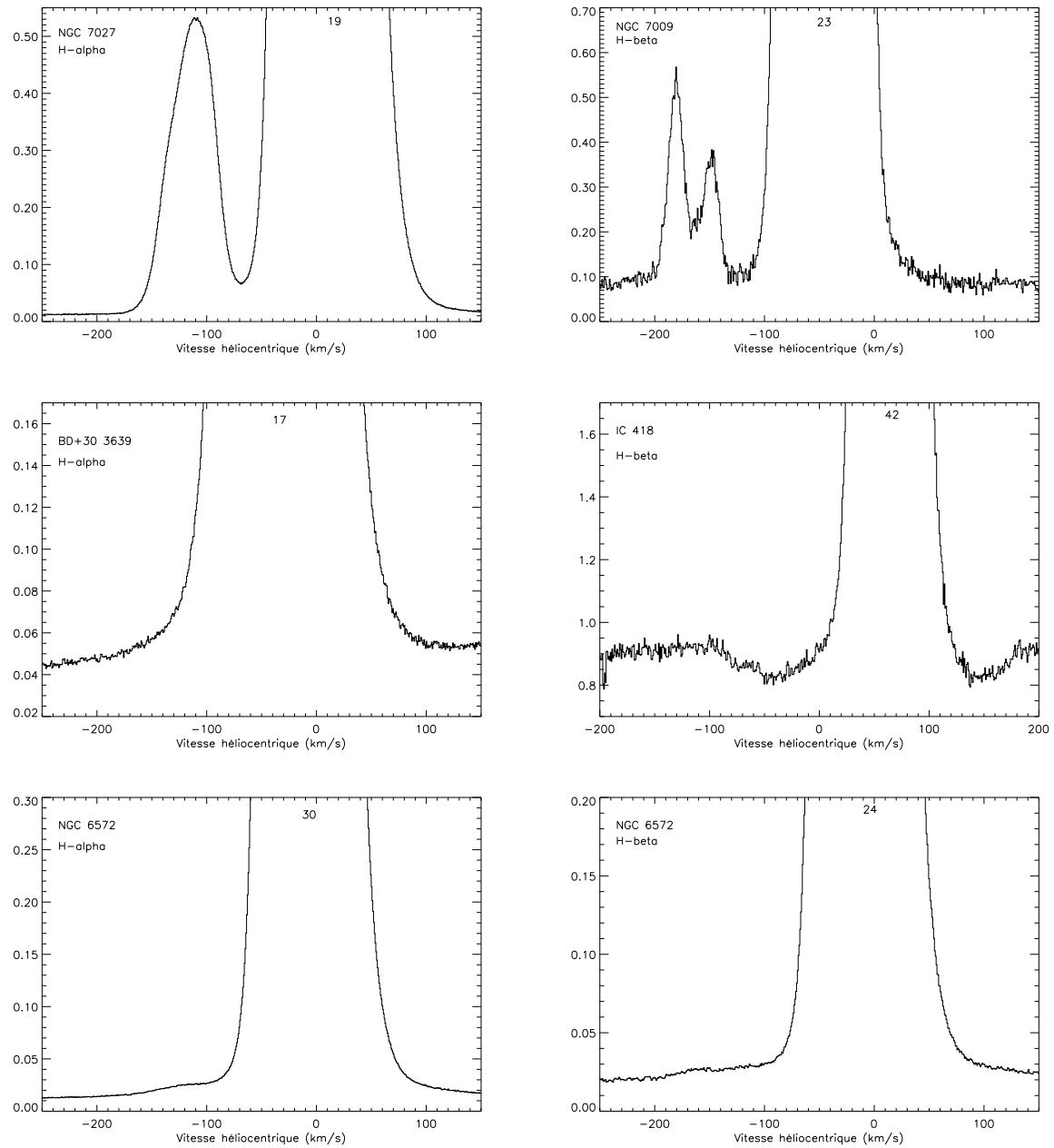


FIG. 5.20 – Raies $H\alpha$ et $H\beta$ dans des nébuleuses planétaires. Le flux maximal au centre des raies $H\alpha$ et $H\beta$ est indiqué en haut de chaque figure. NGC 6572 est la plus favorable à la détermination d'une limite supérieure à D/H .

permet également de confirmer que les raies D I, observées la même nuit dans Orion avec le même instrument, ne sont pas des artéfacts instrumentaux.

Les nébuleuses planétaires observées ne sont cependant pas toutes favorables à la détection de D I. Certaines présentent des composantes H I à grande vitesse (NGC 7026) ou des raies He II intenses (NGC 7009) qui perturbent la région spectrale de D I. D'autres ont des raies H I très larges (BD+30 3639) ou des absorptions d'origine stellaire (IC 418) qui rendent également plus difficile la recherche des raies D I.

La cible observée la plus favorable est NGC 6572. Les raies H I y sont assez étroites : $\text{FWHM} \simeq 37 \text{ km s}^{-1}$ (après soustraction quadratique de la largeur instrumentale). Cette valeur est cohérente avec la vitesse d'expansion (16 km s^{-1}) mesurée en [O III] et [N II] (Acker et al. 1994). Les raies He II sont présentes, mais leur flux est assez faible. Enfin, aucune absorption stellaire ou composante H I à grande vitesse n'est détectée. Cette cible a donc été observée avec un plus long temps de pose de manière à obtenir le meilleur rapport signal à bruit possible. C'est elle qui est utilisée dans la partie suivante pour la détermination de la limite supérieure de D/H.

5.8.2 Limite supérieure de D/H dans NGC 6572 (publication)

La limite $\text{D/H} < 1.5 \times 10^{-7}$ a été obtenue dans NGC 6572 à partir des observations de la raie H α et de son aile bleue (voir article suivant, encore en préparation). Cette valeur dépend cependant d'une hypothèse sur la largeur de la raie D α , qui n'est pas observée. Cette hypothèse n'affecte pas le calcul permettant d'établir l'expression $I(\text{D}\alpha)/I(\text{H}\alpha) = 670 \times \text{D/H}$. En revanche, la valeur adoptée pour le flux limite de D α détectable sur le spectre en dépend : à flux constant, la raie est d'autant plus facilement détectable si sa largeur est faible.

La valeur adoptée dans la lettre reproduite ici est $\text{FWHM} = 20 \text{ km s}^{-1}$, ce qui permet d'obtenir $F(\text{D}\alpha) < 1 \times 10^{-4} \times F(\text{H}\alpha)$ comme flux limite maximum. Cette largeur a été adoptée par analogie avec les régions H II, dans lesquelles les raies D I sont systématiquement étroites ($\text{FWHM} < 15 \text{ km s}^{-1}$). Il est cependant possible que la situation soit différente pour une nébuleuse planétaire. En particulier, une structure double de D α ne peut être exclue. Une telle structure double, caractéristique des nébuleuses planétaires, trouve son origine dans les deux régions observées : la première située devant l'étoile progénitrice et décalée vers le bleu, et la seconde située derrière et décalée vers le rouge. Elle est d'autant plus piquée que la zone est étroite (radialement à l'étoile) et que la fente est étroite (et centrée sur l'étoile centrale). Une telle structure double est par exemple visible sur la raie He II dans NGC 7009 (figure 5.20).

Une structure double est visible dans les raies [N II] de NGC 6572 (figure 5.21). Cette raie trace le milieu ionisé mais il est possible que cette structure double se retrouve également dans la zone neutre ; la raie D α devrait donc présenter également deux pics. La conséquence est un élargissement de la raie si les deux pics ne sont pas résolus, ou une division du flux par ~ 2 si ils le sont.

Un moyen de lever l'incertitude sur la largeur des raies D I consisterait à observer des raies émises dans la région neutre, et notamment les raies O I produites par fluorescence. Le profil de ces raies pourrait alors être utilisé afin de modéliser celui de D α .

En tenant compte de ces incertitudes, la limite supérieure de $F(\text{D}\alpha)/F(\text{H}\alpha)$ est deux à trois fois plus grande que celle présentée dans la lettre avec un pic simple. La limite correspondante sur l'abondance de deutérium serait alors $\text{D/H} < 3 - 5 \times 10^{-7}$. Cette valeur demeure bien plus faible que les abondances mesurées dans le milieu interstellaire, dans le Système solaire ou dans les lignes de visée de quasars ; elle confirme ainsi la très forte déplétion du deutérium dans les nébuleuses planétaires.

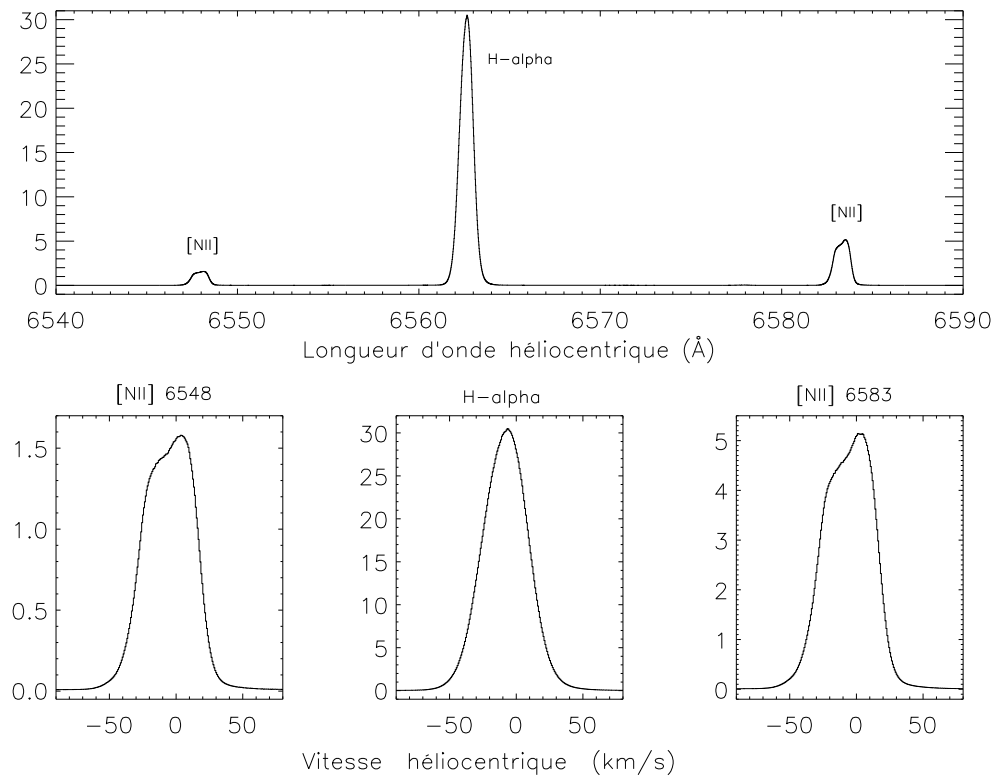


FIG. 5.21 – **Raies $H\alpha$ et $[N II]$ dans NGC 6572.** *Le spectre est présenté en entier sur le panel du haut ; les trois raies sont agrandies sur celui du bas.*

A&A manuscript no.

(will be inserted by hand later)

Your thesaurus codes are:

01 (02.12.1 09.01.2 09.16.1 09.16.2 NGC6572 12.03.3)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS

September 8, 2000

*Letter to the Editor***An upper limit to the deuterium abundance in the planetary nebula NGC 6572 ***G. Hébrard¹, D. Péquignot², A. Vidal-Madjar¹, J. R. Walsh³, and R. Ferlet¹¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France.² Laboratoire d'Astrophysique Extragalactique et de Cosmologie associée au CNRS (UMR 8631) et à l'Université Paris 7, DAEC, Observatoire de Paris-Meudon, F-92195 Meudon Cedex, France.³ Space Telescope European Co-ordinating Facility, European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, D-85748 Garching bei München, Germany.

Received ? / Accepted ?

Abstract. Following the discovery of deuterium Balmer lines in emission in H II regions (Hébrard et al. 2000a, 2000b), the non-detection of these lines in planetary nebulae (PNe) is evidence that this isotope was, as expected, destroyed in the parent stars.

In the case of NGC 6572, the abundance ratio D/H is less than 1.5×10^{-7} . This upper limit, the first one reported for a PN, is more stringent than those currently available from observation of the Sun and stars.

Key words: Line: formation – Planetary nebulae: general – Planetary nebulae: individual: NGC 6572 – Cosmology: observations – ISM: atoms

constraints on Big Bang nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies. New methods to determine D/H are of interest.

One aspect is checking that deuterium is well destroyed in stars. The Balmer lines of deuterium have been searched for in stars but never detected. Beckers (1975) reported H α observations of the Sun, resulting in an upper limit $(D/H)_{\odot} < 2.5 \times 10^{-7}$. Other attempts with Canopus (Peimbert et al. 1981; Ferlet et al. 1983) and α Pav (Vidal-Madjar et al. 1988) led to $D/H < 5 \times 10^{-7}$. However, no D/H value has yet been reported for planetary nebulae (PNe). An upper limit for D/H in a PN could supplement information from star atmospheres, whereas a positive detection could reveal the presence in the PN of unprocessed interstellar material or an unknown deuterium source.

1. Introduction

Deuterium is burnt into ^3He at temperatures as low as $\sim 10^6\text{K}$ and should be destroyed in stars during their convective contraction phase before they reach the main sequence (e.g., Epstein et al. 1976). Deuterium is thus believed to be produced during the Big Bang and then to steadily decline by astration. Standard models predict a decrease of deuterium abundance by a factor 2–3 in 15 Gyrs (e.g., Tosi et al. 1998). The primordial abundance of this isotope is the most sensitive probe of the baryonic density of the Universe (e.g., Reeves et al. 1973).

Although the evolution of deuterium seems to be qualitatively understood [e.g., Lemoine et al. (1999) for a review], UV observations of absorption lines in the Lyman series provide $(D/H)_{ISM} \simeq 1.5 \times 10^{-5}$ (e.g., Linsky 1998), but with fluctuations that could be real (e.g., Vidal-Madjar et al. 1998). Any deuterium abundance measurement can bring important

Hébrard et al. (2000a) discovered the deuterium Balmer lines D α and D β in emission in the Orion Nebula and showed that these lines were probably excited by UV continuum fluorescence from the Ly(D I) lines at the neutral interface between the H II region and the molecular cloud, the so-called “Photon Dominated Region” (PDR). Hébrard et al. (2000b) found that the deuterium Balmer lines were of common occurrence in H II regions and were most often very narrow.

Photoexcitation cross sections of Lyman lines are so large as to make fluorescent lines a sensitive way to detect deuterium. The method is based on the same premises as the UV observation of Lyman lines in absorption, but takes advantage of the high signal to noise achievable in the optical and the *in situ* character of the diagnostic.

Detection of D α and D β was attempted in several PNe with substantial PDR. Observations and data reduction are described in Sect. 2; theoretical line fluxes are evaluated in Sect. 3 and applied to the case of NGC 6572 in Sect. 4. A preliminary account was presented by Hébrard et al. (1999).

Send offprint requests to: Guillaume Hébrard

* Based on observations collected at the Canada-France-Hawaii Telescope, Hawaii, USA.

Correspondence to: hebrard@iap.fr

2. Observations and data reduction

PNe were observed in September 1999 at the Coudé focus of the 3.6m Canada-France-Hawaii Telescope, using the échelle spectrograph Gecko and the 2048 × 4500 thin detector “EEV2”.

The 6526Å - 6592Å range (H α) was observed with an entrance slit 1.2mm wide, corresponding to 3.5'' on the sky and a resolution $R = \lambda/\Delta\lambda \simeq 43000$ or $\sim 7\text{km.s}^{-1}$ (full width at half maximum, FWHM, measured on lines of thorium-neon comparison spectra). For the 4832Å - 4885Å range (H β), the slit was 0.8mm wide (2.3'' on the sky, $R \simeq 50000$ or $\sim 6\text{km.s}^{-1}$).

All spectra were reduced using MIDAS software. The steps of the data reduction were as follows: (1) bias subtraction; (2) flat division; (3) bad pixel and cosmics cleaning; (4) summing of the rows to transform the 2D-spectra into 1D-spectra; (5) wavelength calibration; (6) shift to the heliocentric frame; (7) alignment of the different sub-exposures where needed; and (8) summing of the sub-exposures. Wavelength accuracy is 1.5 and 1.0 km.s $^{-1}$ in the H α and H β final spectra respectively.

In no target were the deuterium lines detected. The PN NGC 6572 appears as the best candidate to obtain a useful upper limit on D I fluxes: the blue wing of H α is relatively clean, showing only weak features identified with He II(4 - n), shifted -123 km.s $^{-1}$ from the Balmer lines, and no significant high-velocity hydrogen emission (H α is shown in Fig. 1). No significant feature can be seen at the expected wavelength of D α . In particular, narrow lines similar to those seen in Orion using the same instrument are absent, further confirming that the D I lines reported by Hébrard et al. (2000a) were not artifacts.

An upper limit on the ratio $I(\text{D}\alpha)/I(\text{H}\alpha)$ in NGC 6572 can translate into an upper limit on D/H in this object.

3. $I(\text{D}\alpha)/I(\text{H}\alpha)$ in the optically thin case

The optical depth of the Orion PDR in the first Ly(D I) lines is probably large and the D α flux is not simply related to the D 0 column density. Conversely, in NGC 6572, D α is not detected and it can be assumed that the Ly(D I) lines are optically thin. In the limit of small $\tau(\text{Ly}\beta_{\text{D}})$, the theoretical D α flux $F_{\text{thin}}(\text{D}\alpha)$ will be proportional to D/H and independent of line profiles, while cascades from levels $n > 3$ will be negligible. For 1 cm 2 of star surface:

$$F_{\text{thin}}(\text{D}\alpha) = \mathcal{F}_*(\text{Ly}\beta_{\text{D}}) \times \Delta\nu_{\text{Ly}\beta_{\text{D}}} \times \frac{E(\text{D}\alpha)}{E(\text{Ly}\beta_{\text{D}})} \times Br \times P \text{ erg/cm}^2/\text{s}, \quad (1)$$

where:

- $\mathcal{F}_*(\text{Ly}\beta_{\text{D}})$ is the stellar flux at the Ly β_{D} frequency in erg/cm 2 /s/Hz;
- $\Delta\nu_{\text{Ly}\beta_{\text{D}}}$ is the width of the line in Hz;
- $E(\text{D}\alpha)/E(\text{Ly}\beta_{\text{D}}) = 5/32$ is the energy ratio of the D α and Ly β_{D} photons;
- $Br = 0.441$ is the branching ratio of (2s - 3p);

- P is the probability that a Ly β_{D} photon be captured by a D 0 atom, which can be written:

$$P = \frac{\mathcal{N}_{\text{D}^0}^{\text{tot}} \times \sigma_{\text{D}^0}}{4\pi R_{\text{neb}}^2},$$

with:

- $\mathcal{N}_{\text{D}^0}^{\text{tot}} = \text{D/H} \times X \times \mathcal{M}_{\text{PDR}}/m_p$, the number of D 0 in the PDR (\mathcal{M}_{PDR} is the PDR mass, X the mass fraction of H, m_p the proton mass);

- $\sigma_{\text{D}^0} = 0.02654f/(\pi^{1/2}\Delta\nu_{\text{Ly}\beta_{\text{D}}})$, the mean D 0 photoexcitation cross section in cm 2 ($f = 0.07912$ is the oscillator strength of Ly β_{D});

- R_{neb} the average distance of the PDR to the central star in cm, taken as the mean outer radius of the H $^+$ zone.

Thus, Eq. (1) reads:

$$F_{\text{thin}}(\text{D}\alpha) = \mathcal{F}_*(\text{Ly}\beta_{\text{D}}) \times \Delta\nu_{\text{Ly}\beta_{\text{D}}} \times \frac{E(\text{D}\alpha)}{E(\text{Ly}\beta_{\text{D}})} \times Br \times \frac{1}{4\pi R_{\text{neb}}^2} \times \frac{\text{D}}{\text{H}} \times X \times \frac{\mathcal{M}_{\text{PDR}}}{M_{\odot}} \times \frac{M_{\odot}}{m_p} \times \frac{0.02654f}{\pi^{1/2}\Delta\nu_{\text{Ly}\beta_{\text{D}}}}, \quad (2)$$

which does not depend on $\Delta\nu_{\text{Ly}\beta_{\text{D}}}$.

$F_{\text{thin}}(\text{D}\alpha)$ is to be compared with the H α flux $F(\text{H}\alpha)$. Assuming the nebula is radiation bounded:

$$F(\text{H}\alpha) = E(\text{H}\alpha) \times \frac{\alpha_{\text{eff}}(\text{H}\alpha)}{\alpha_B} \times \mathcal{N}_*(\text{Ly}_c) \text{ erg/cm}^2/\text{s}, \quad (3)$$

where:

- $E(\text{H}\alpha) = hc/\lambda_{\text{H}\alpha}$ is the energy of an H α photon;
- $\alpha_{\text{eff}}(\text{H}\alpha)/\alpha_B = 0.453 \times (T_e/10^4)^{0.10}$ (Storey & Hummer 1995) is the ratio of the effective recombination coefficient of H α to the case B recombination coefficient of H (T_e the mean kinetic temperature of the H $^+$ zone in K);
- $\mathcal{N}_*(\text{Ly}_c)$ is the number of photons with energy above the ionization limit of H /s/cm 2 of the star.

Assuming the stellar continuum is a black body,

$$\frac{\mathcal{F}_*(\text{Ly}\beta_{\text{D}})}{E(\text{H}\alpha) \times \mathcal{N}_*(\text{Ly}_c)} = 3.937 \times 10^{-15} \times \left(\frac{T_*}{5 \times 10^4}\right)^{-1.78}, \quad (4)$$

where T_* is the effective temperature of the central star in K. Eq. 4 is a fit accurate to 0.1% and 1% in the ranges $4.0 < T_*/10^4\text{K} < 6.0$ and $3.5 < T_*/10^4\text{K} < 8.0$ respectively. Then, if the whole nebula is observed, $I(\text{D}\alpha)/I(\text{H}\alpha)$ is equal to $F_{\text{thin}}(\text{D}\alpha)/F(\text{H}\alpha)$ and Eqs. 2 & 3 provide:

$$I(\text{D}\alpha)/I(\text{H}\alpha) = 470 \times \frac{\text{D/H}}{(R_{\text{neb}}/10^{17})^2} \times \frac{X}{0.7} \times \frac{\mathcal{M}_{\text{PDR}}}{0.1 M_{\odot}} \times \left(\frac{T_*}{5 \times 10^4}\right)^{-1.78} \times \left(\frac{T_e}{10^4}\right)^{-0.10}. \quad (5)$$

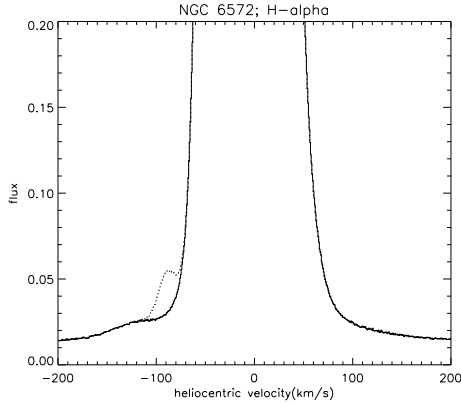


Fig. 1. D/H upper limit in the planetary nebula NGC 6572. The solid line is the H α line spectrum of NGC 6572 obtained in 1 hour exposure at CFHT in September 1999. The spectral resolution is $R \simeq 43000$ ($\sim 7 \text{ km.s}^{-1}$). The maximum flux at the center of H α is ~ 30 on this scale. The dotted line is a Deuterium fluorescence simulated line, with a flux equal to 4×10^{-4} the H α flux and a FWHM = 20 km.s^{-1} . This line is not detected, leading to $D/H < 1.5 \times 10^{-7}$ in NGC 6572. Note the presence of He II 6560.1Å, centred at -130 km.s^{-1} .

4. D/H upper limit for NGC 6572

Information about NGC 6572 is taken from Hyung et al. (1994). The central star shows He II Wolf-Rayet emission and $T_* \sim 5 \times 10^4 \text{ K}$. NGC 6572 is a bona fide, essentially radiation-bounded nebula. The mass of the H $^+$ zone is $0.1 M_\odot$. In more evolved PNe, a typical mass for the main shell emitting most of the radiation is $0.2 M_\odot$ and $M_{\text{PDR}} \simeq 0.1 M_\odot$. This is in agreement with the value $0.10 M_\odot$ derived by Liu et al. (2000) from ISO/LWS observations of [O I] 63 μm , [O I] 145 μm and [C II] 158 μm . Then, with $X = 0.72$ and $R_{\text{neb}}/10^{17} \simeq 0.85$, Eq. 5 gives:

$$I(\text{D}\alpha)/I(\text{H}\alpha) = 670 \times D/H.$$

In Fig 1 is superimposed on the blue wing of H α a simulated D α line (dashed line) with flux $F(\text{D}\alpha) = 4 \times 10^{-4} \times F(\text{H}\alpha)$ and FWHM = 20 km.s^{-1} . Clearly, the upper limit to $F(\text{D}\alpha)$ is much lower. In Fig. 1, the bump centred at -130 km.s^{-1} from H α is He II(4–6), whose observed intensity is $\sim 1.6 \times 10^{-4} \times F(\text{H}\alpha)$, in good agreement with the theoretical value of $1.8 \times 10^{-4} \times F(\text{H}\alpha)$ (Storey & Hummer 1995), derived from the observed (narrow) nebular component of He II $\lambda 4686\text{\AA}$ (Hyung et al. 1994). Since He II is easily detected, our upper limit to the D α flux is:

$$F(\text{D}\alpha) < 1 \times 10^{-4} \times F(\text{H}\alpha),$$

leading to:

$$D/H_{\text{NGC 6572}} < 1.5 \times 10^{-7}.$$

To our knowledge, this is the most stringent upper limit to D/H ever found for a PN or a star.

5. Conclusions

We reported on H α and H β observations of six planetary nebulae performed at the Canada-France-Hawaii Telescope, which lead to non-detection of the deuterium Balmer lines D α and D β . It first confirms that lines detected in the Orion Nebula and identified with D α and D β by H'ebard et al. (2000a) was not instrumental artifact, deuterium being expected to be very depleted in planetary nebulae.

These observations allowed us to put the first upper limit to D/H measured for a planetary nebula in the case of NGC 6572: $D/H_{\text{NGC 6572}} < 1.5 \times 10^{-7}$. Interstellar deuterium abundance measurements being on the order of $(D/H)_{\text{ISM}} \simeq 1.5 \times 10^{-5}$, it confirms that deuterium is highly depleted in planetary nebulae and that astration leads to a decrease of D/H along the time.

References

- Beckers, J. M.: 1975, *ApJ* 195, L43
- Epstein, R.I., Lattimer, J.M., & Schramm, D.N.: 1976, *Nature* 263, 198
- Ferlet, R., Dennefeld, M. & Spite, M.: 1983, *A&A* 124, 172
- H'ebard, G., P'equignot, D., Vidal-Madjar, A., Walsh, J. R., & Ferlet, R.: 1999, in *The light elements and their evolution*, IAU Symposium 198
- H'ebard, G., P'equignot, D., Vidal-Madjar, A., Walsh, J. R., & Ferlet, R.: 2000a, *A&A Lett.* 354, L79
- H'ebard, G., P'equignot, D., Walsh, J. R., Vidal-Madjar, A., & Ferlet, R.: 2000b, *A&A Lett.*, in press ([astro-ph/0008420](http://arxiv.org/abs/astro-ph/0008420))
- Hyung, S., Aller, L.H., Feibelman, W.A.: 1994, *MNRAS* 269, 975
- Lemoine, M., Audouze, J., Ben Jaffel, L., Feldman, P., Ferlet, R., H'ebard, G., Jenkins, E. B., Mallouris, C., Moos, W., Sembach, K., Sonneborn, G., Vidal-Madjar, A., & York, D. G.: 1999, *New Astronomy* 4, 231
- Linsky, J.L.: 1998, *Space Science Reviews* 84, 285
- Liu, X.-W., Barlow, M. J. et al.: 2000, *MNRAS*, to be submitted
- Peimbert, M., Wallerstein, G., & Pilachowski, C.: 1981, *A&A* 104, 72
- Reeves, H., Audouze, J., Fowler, W.A., & Schramm, D.N.: 1973, *ApJ* 179, 909
- Storey, P.J. & Hummer, D.G.: 1995, *MNRAS* 272, 41
- Tosi, M., Steigman, G., Matteucci, F., & Chiappini, C.: 1998, *ApJ* 498, 226
- Vangioni-Flam, E., Olive, K. A., et al.: 1994, *ApJ* 427, 618
- Vidal-Madjar, A., Lemoine, M., Ferlet, R., H'ebard, G., Koester, D., Audouze, J., Cass'ee, M., Vangioni-Flam, E., & Webb, J.: 1998, *A&A* 338, 694
- Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Spite, M., & Coupry, M. F.: 1988, *A&A* 201, 273

5.9 Conclusion

Ce travail a permis de réaliser les premières détections et identifications de la série de Balmer du deutérium, observable en émission depuis le sol dans le domaine visible. L'identification de ces raies avec D I ne fait plus de doutes à présent. Le processus d'excitation a probablement été compris dans son principe. Il s'agit de fluorescence du rayonnement ultraviolet, qui est diffusé par les atomes de deutérium des régions neutres (PDR). La faisabilité de la détection de ces raies a été démontrée pour plusieurs régions, dans la Galaxie et le Petit Nuage de Magellan.

Ces raies sont proches des raies de l'hydrogène, qui ont un flux bien plus important. Leur détection a été possible grâce à l'utilisation d'instruments permettant d'atteindre à la fois une bonne sensibilité et une résolution spectrale suffisante. La résolution a été obtenue par l'utilisation de spectroscopes échelles, et la sensibilité par l'utilisation de longues fentes ou du très grand miroir primaire du VLT. Les détections de D α et D β ont été confirmées dans Orion grâce à des observations faites en décembre 1997 au télescope Keck I avec l'instrument HIRES, puis au Kitt Peak National Observatory en janvier 2000, avec une longue fente (O'Dell et al. 2000).

La raie D α a probablement été observée avant notre détection d'octobre 1997, mais interprétée à tort en terme de structure en hydrogène à grande vitesse. Le motif détecté par Traub et al. (1974) et identifié avec H I est probablement en fait D α . Cette observation a été réalisée avec un interféromètre de Fabry-Perot. Un tel instrument, permettant d'atteindre de bonnes résolutions spectrales sur des grands champs, semble également bien adapté à l'observation des raies D I. Des observations tests sont envisagées avec l'instrument de l'Observatoire de Marseille installé à La Silla (Amram et al. 1991).

L'étape suivante consiste à utiliser ces raies en terme de mesure de l'abondance du deutérium. Plusieurs pistes ont été proposées; il faut à présent tenter de les mettre en œuvre, notamment au moyen des données déjà disponibles. L'une d'elles a d'ores et déjà permis de placer la première limite supérieure à D/H dans une nébuleuse planétaire. Si la fiabilité d'une méthode peut être démontrée dans une région H II, les raies de Balmer pourraient être utilisées pour mesurer l'abondance interstellaire du deutérium d'une nouvelle manière. Cette méthode serait également susceptible d'être appliquée aux régions H II extragalactiques à faibles métallicités afin de mesurer l'abondance primordiale du deutérium. La détection de D α dans le Petit Nuage de Magellan, dont la métallicité est environ dix fois plus faible que celle du Soleil, constitue déjà un signe encourageant.

À plus long terme, enfin, on peut penser que la génération des télescopes segmentés géants (miroirs primaires de plusieurs dizaines de mètres de diamètre) devrait permettre de faire un bond en avant dans l'observation des raies de Balmer du deutérium. De tels télescopes, comme par exemple le projet OWL de l'ESO (Gilmozzi & Dierickx 2000), devraient permettre de détecter ces raies dans des objets très faibles, voire même de détecter les raies de recombinaison du deutérium, qui n'ont pour l'instant toujours pas pu être détectées.

Conclusions et perspectives

Les mesures de l'abondance du deutérium dans le cosmos, débutées il y a près de trente ans, ont permis de répondre à de nombreuses questions mais ont amené à s'en poser beaucoup d'autres. Elles apportent notamment des arguments très convaincants en faveur du modèle du Big Bang et de l'image que l'on se fait aujourd'hui de l'évolution cosmique. Des problèmes demeurent cependant lorsque l'on regarde plus en détail les valeurs mesurées.

Les variations éventuelles de l'abondance interstellaire du deutérium, détectées notamment avec le Télescope spatial *Hubble*, ne font toujours pas l'objet d'un consensus. Des éclaircissements devraient être apportés par FUSE. Ce nouvel instrument est capable de déterminer le rapport D/O dans de nombreuses lignes de visée, et une statistique conséquente devrait être disponible d'ici quelques mois à quelques années. La corrélation de ces mesures avec la position dans la Galaxie devrait également permettre de contraindre les modèles d'évolution chimique des galaxies. Une meilleure connaissance de l'instrument, associée à des observations complémentaires à plus haute résolution spectrale, devrait également permettre de mesurer directement D/H, pour les densités de colonne de H I suffisamment élevées, donc pour les lignes de visée les plus longues. Pour les lignes de visée plus courtes, D/H devrait être obtenu en combinant les observations FUSE et HST.

La détermination de l'abondance primordiale du deutérium, valeur ultime pour déterminer la densité baryonique de l'Univers, est également encore l'objet de controverses. La nouvelle génération de très grands télescopes, dont le VLT, devrait accroître très sensiblement le nombre de mesures disponibles et, par exemple, permettre d'évaluer la corrélation de D/H avec la métallicité. La cohérence du modèle standard du Big Bang pourra alors être confrontée avec plus de précision à ces nouvelles mesures d'abondances, de même qu'aux informations qui seront extraites du fond de rayonnement cosmique.

Les observations des raies de Balmer pourront dans ce contexte apporter de nouvelles contraintes si une méthode fiable de mesure de l'abondance du deutérium peut être mise au point. L'identification de ces raies étant à présent démontrée, un important travail d'interprétation et d'analyse doit être mené. Les nombreuses observations déjà disponibles seront utilisées en ce sens.

Remerciements

À Alfred Vidal-Madjar et Roger Ferlet, mes directeurs de thèse, qui m'ont fait confiance et m'ont supporté durant ces années,

À Daniel Péquignot, sans qui ce travail sur les raies de Balmer du deutérium serait probablement resté stérile,

À Michel Marcelin et George Sonneborn, qui ont bien voulu être rapporteurs de cette thèse,

À Pierre Léna, qui a accepté d'en présider le Jury,

À Martin Lemoine, Alain Lecavelier des Étangs, Lotfi Ben Jaffel, Jean-Michel Désert, Martial André et tous les membres de la *FUSE Funny French Team*,

À Alain Omont et Bernard Fort, directeurs successifs de l'Institut d'Astrophysique de Paris, qui m'ont accueilli dans leur laboratoire,

Aux étudiants, chercheurs, ingénieurs, techniciens et administratifs de l'IAP, qui assurent l'ambiance agréable et productive de ce laboratoire,

À Jeremy Walsh et Mohammad Heydari-Malayeri, dont l'aide a été précieuse, en particulier lors des observations de régions H II,

À Georges Courtès, dont les remarques lors d'un séminaire au LAS ont été à l'origine du travail sur les raies de Balmer,

Aux membres de la *FUSE Science and Operations Team* de l'Université Johns Hopkins de Baltimore, et plus particulièrement à B-G Andersson, Alice Berman, Bill Blair, Pierre Chayer, Scott Friedman, Alex Fullerton, Jeff Kruk, Warren Moos, Bill Oegerle, Mary Romelfanger, Kathy Roth, Ken Sembach, Sharon Tiebert,

À David Fossé et Pierre Hily-Blant pour l'aide qu'ils m'ont apportée durant leur stage,

Au CNES, et en particulier à Martine Joubert, pour leur soutien à la mission FUSE,

À l'École Doctorale, et notamment à Jean-Paul Zahn, qui m'a accepté en DEA et m'a accordé une Allocation de Recherche du Rectorat de Paris,

À MM. L. Carocci, M. Boratav, B. Sicardy, C. Aslangul, B. Diu, L. Valentin, D. Lecourt, H. Reeves, E. Gourgoulhon, professeurs dans les classes ou les amphis desquels j'ai eu la chance d'être élève ou étudiant,

À mes camarades des DEA d'astrophysique d'Île de France,

À mes amis de l'ANSTJ, avec lesquels j'ai découvert la pratique de l'astronomie puis ai tenté de la faire découvrir à d'autres,

À mes parents, ma sœur, ma femme et mes enfants,

Merci à tous !

Annexes

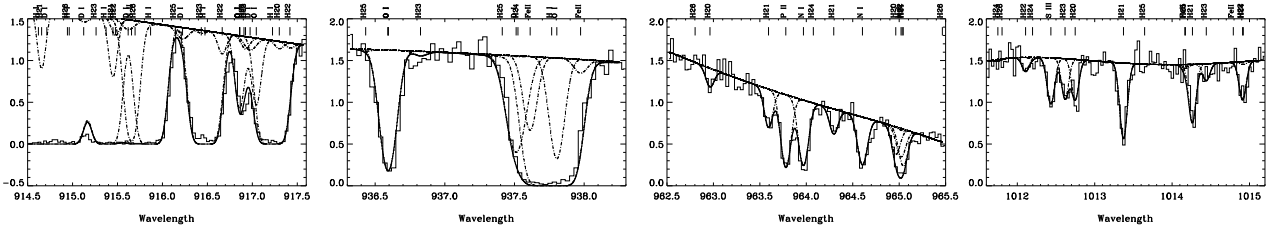
A Ajustements des spectres de FUSE

Cette annexe présente les tracés des ajustements des spectres de FUSE présentés dans le chapitre 4. Toutes les fenêtres des ajustements de la partie 4.3 sont reproduites, seules certaines pour ceux de la partie 4.2. Certaines raies sont présentes dans différents canaux, parfois même dans plusieurs observations faites avec différentes fentes; elles peuvent donc apparaître dans plusieurs fenêtres. Pour chaque cible, toutes les fenêtres sont ajustées simultanément.

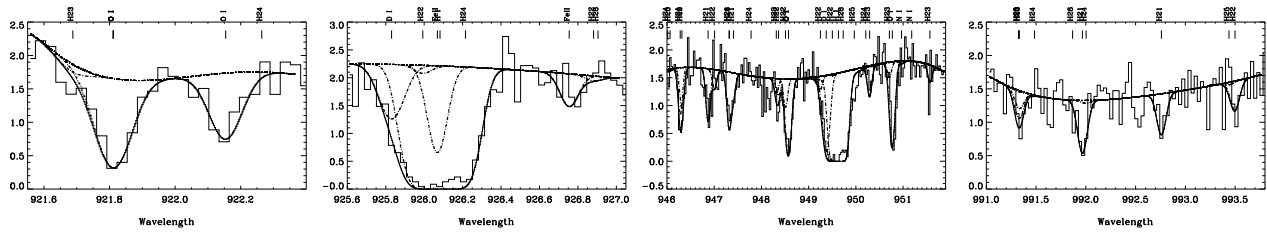
A.1 K1-16

Les données sont les lignes tracées en type histogramme et sont toutes ajustées simultanément. Les raies individuelles sont tracées en tirets-pointillés et l'ajustement final en trait plein. L'espèce correspondant à chaque raie est notée au-dessus de la figure; les transitions du niveau $J = 0$ de l'hydrogène moléculaire sont notées H20, celles correspondant à $J = 1$, H21, etc. Ne sont représentées sur cette figure que 16 fenêtres (4 par canal); l'ajustement final de K1-16 comporte au total 89 fenêtres.

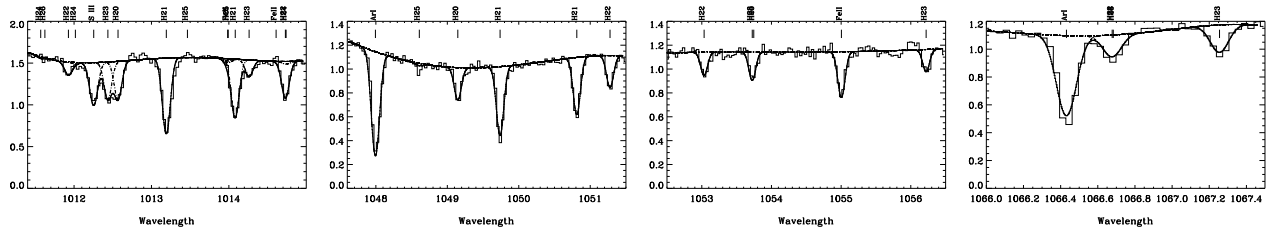
SiC1



SiC2



LiF1



LiF2

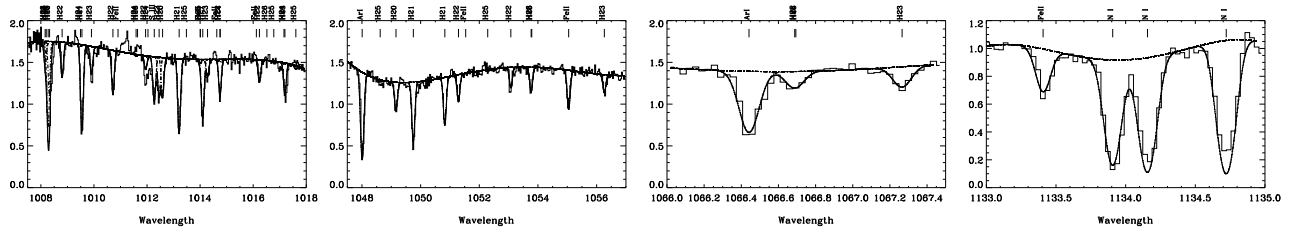


FIG. A.1 – Ajustement des spectres de K1-16.

A.2 WD 1202+608

Les données sont les lignes tracées en type histogramme. Les raies individuelles sont tracées en tirets-pointillés et l'ajustement final en trait plein. L'espèce correspondant à chaque raie est notée au-dessus de la figure. Les transitions du niveau $J = 0$ de l'hydrogène moléculaire sont notées H20, celles correspondant à $J = 1$, H21, etc. Ne sont représentées sur cette figure que 16 fenêtres (4 par canal); l'ajustement final de WD 1202+608 comporte au total 58 fenêtres. Toutes ces fenêtres sont ajustées simultanément.

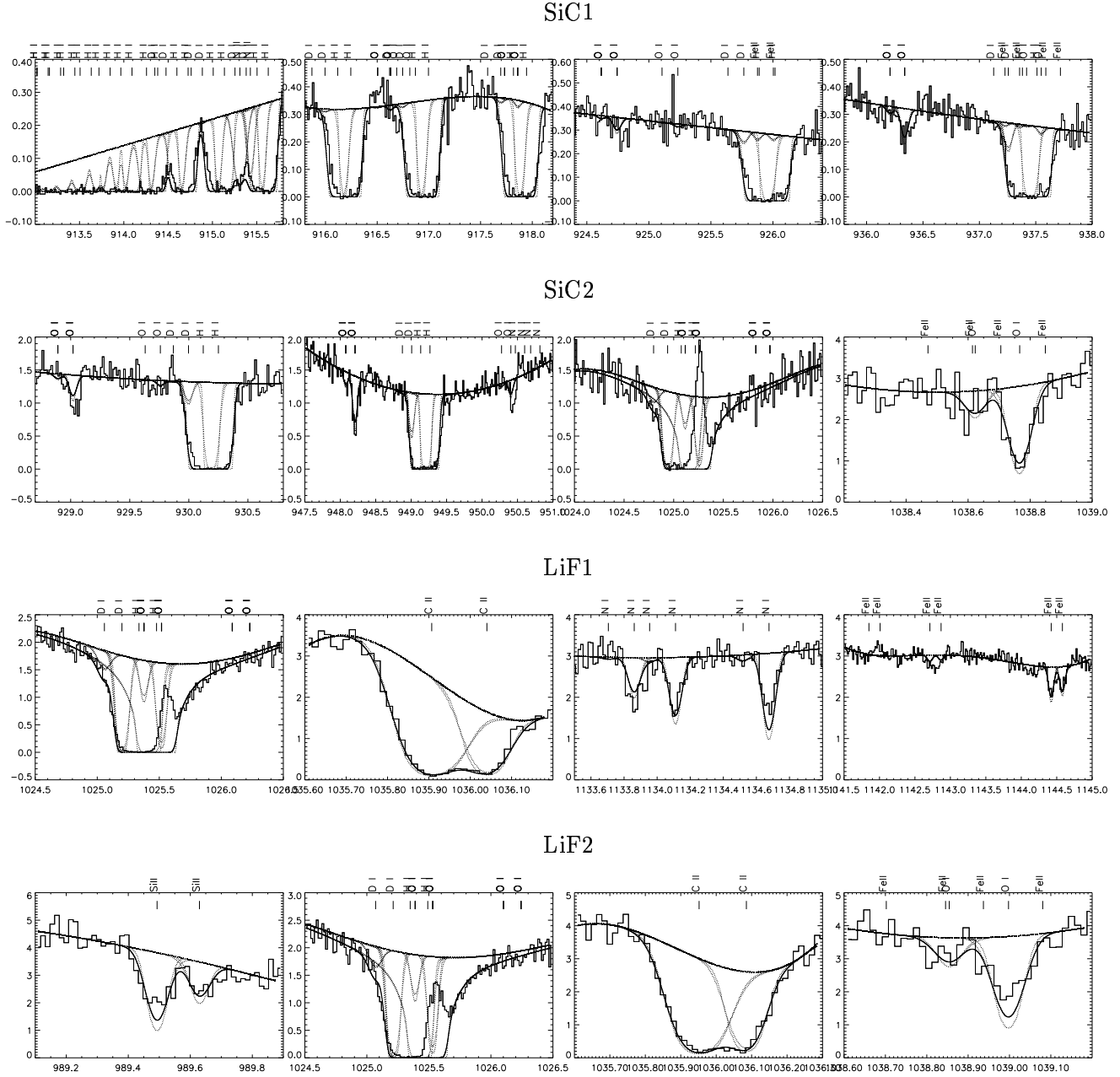
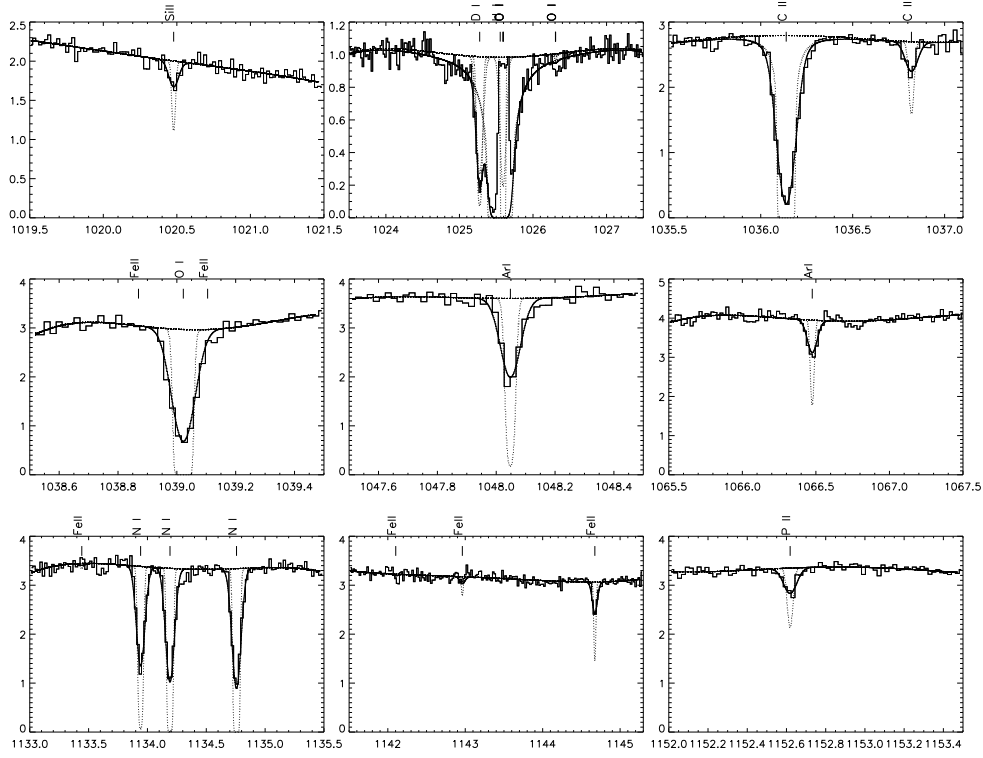


FIG. A.2 – Ajustement des spectres de WD 1202+608 à deux composantes.

A.3 WD 1631+781

Les données sont les lignes tracées en type histogramme. Seuls les canaux LiF1 et LiF2 de cette observation sont disponibles. Les raies individuelles sont tracées en tirets-pointillés, avec et sans convolution par la PSF. L'ajustement final est en trait plein. L'espèce correspondant à chaque raie est notée au-dessus de la figure. Toutes ces fenêtres sont ajustées simultanément.

LiF1



LiF2

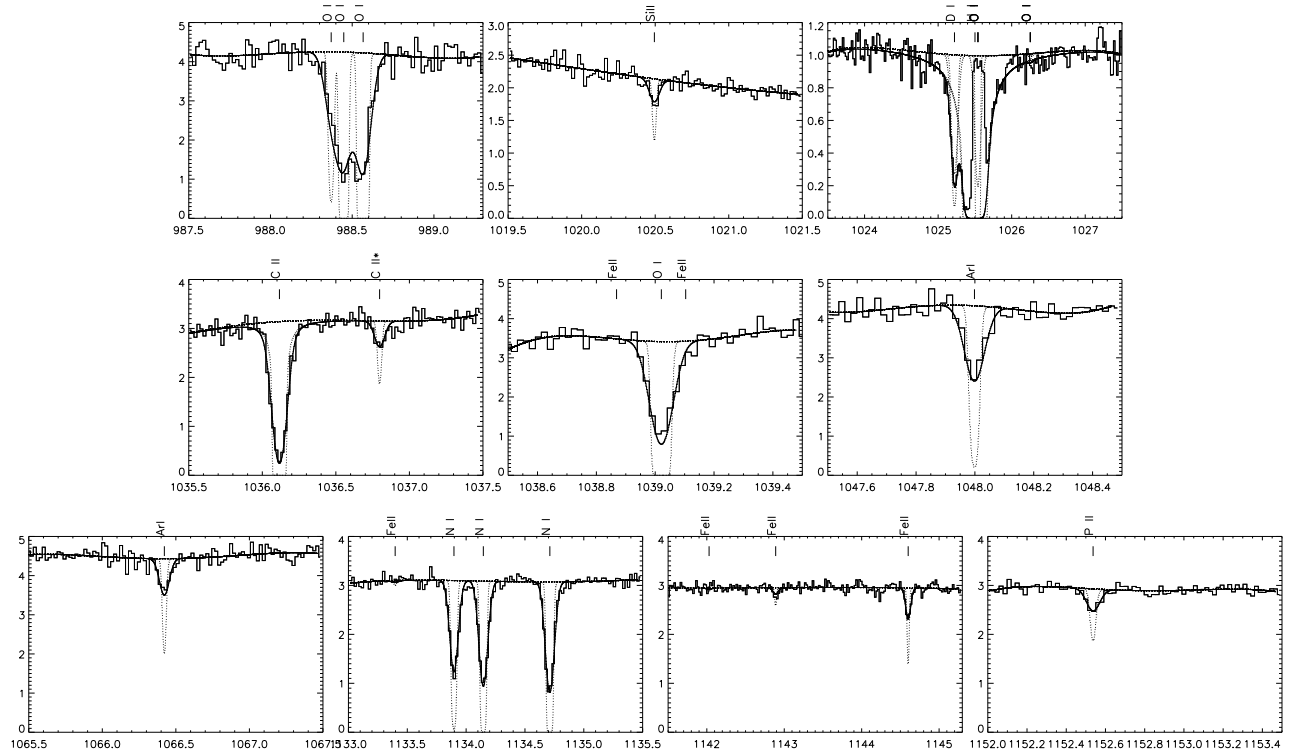
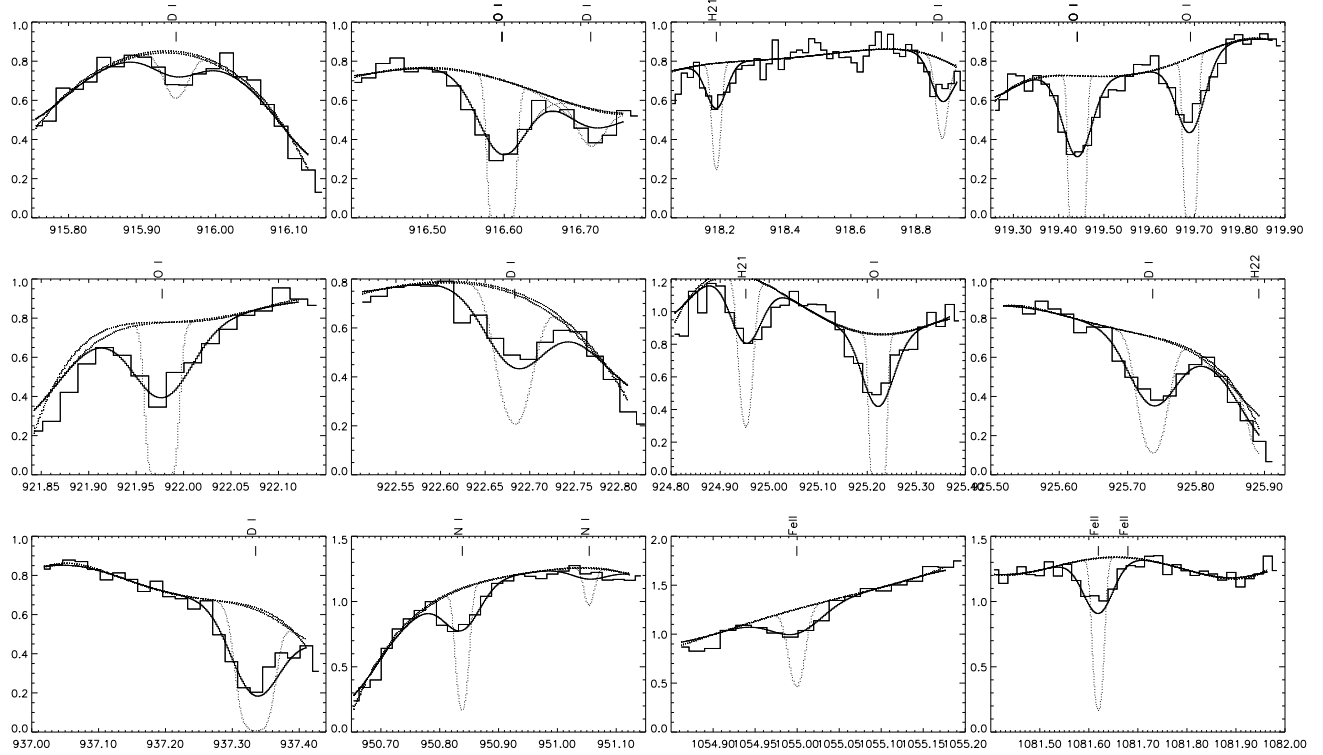


FIG. A.3 – Ajustement des spectres de WD 1631+781.

A.4 WD 2317-05

Les données sont les lignes tracées en type histogramme. Seules les données des canaux SiC1 et SiC2 sont ajustées. Les raies individuelles non-convoluées par la PSF sont tracées en tirets-pointillés. L'ajustement final est en trait plein. L'espèce correspondant à chaque raie est notée au-dessus de la figure. Toutes ces fenêtres sont ajustées simultanément.

SiC1



SiC2

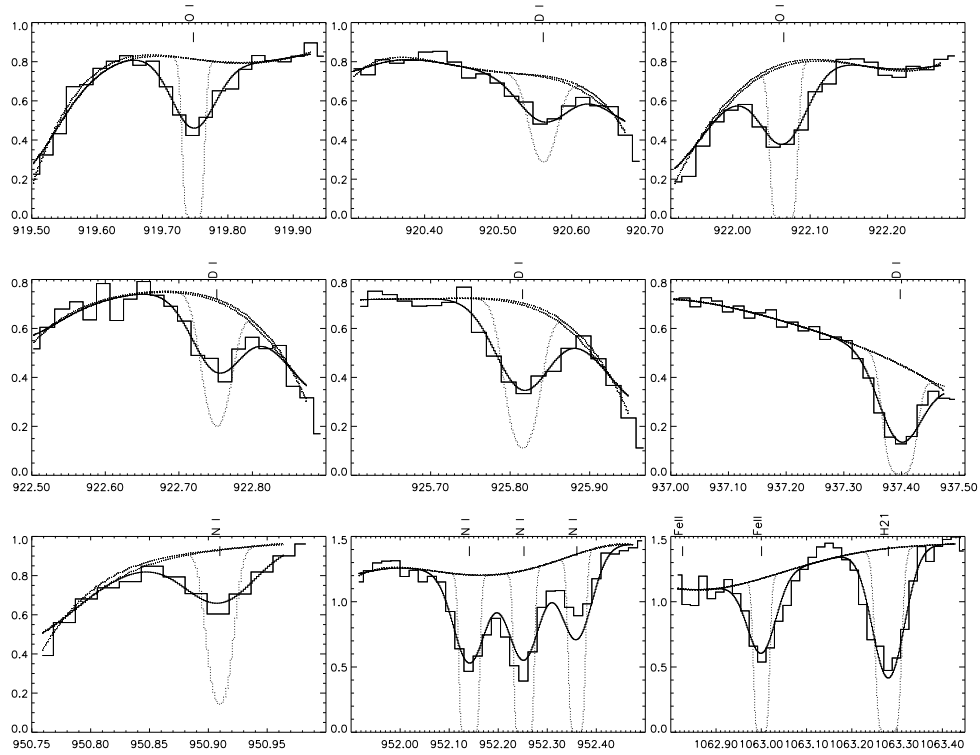
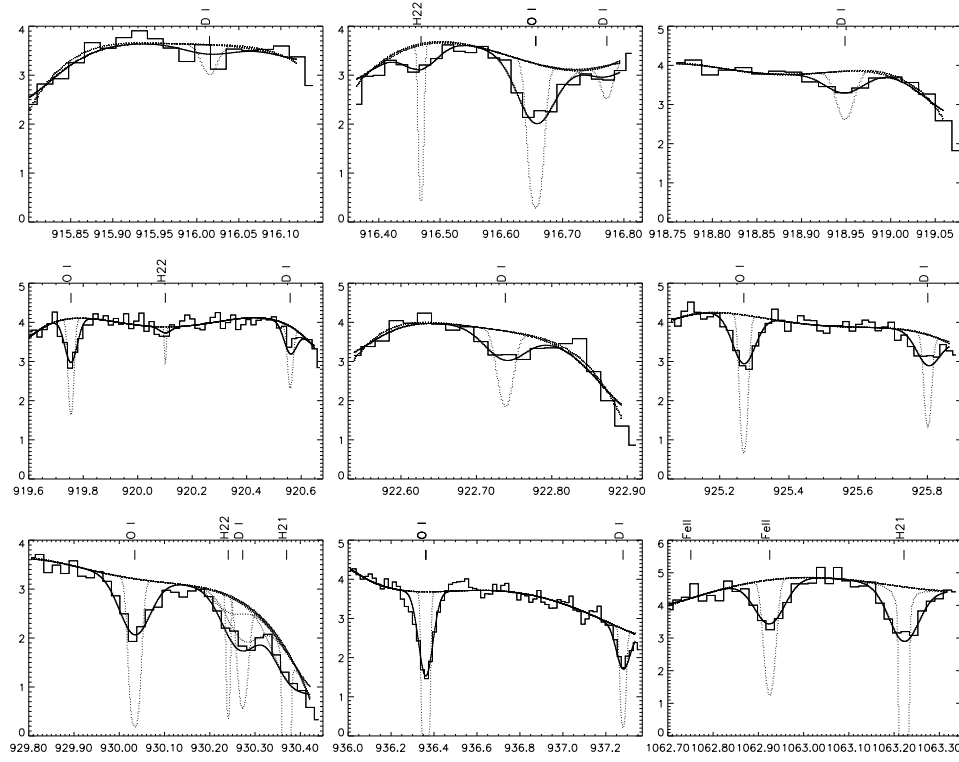


FIG. A.4 – Ajustement des spectres de WD 2317-05.

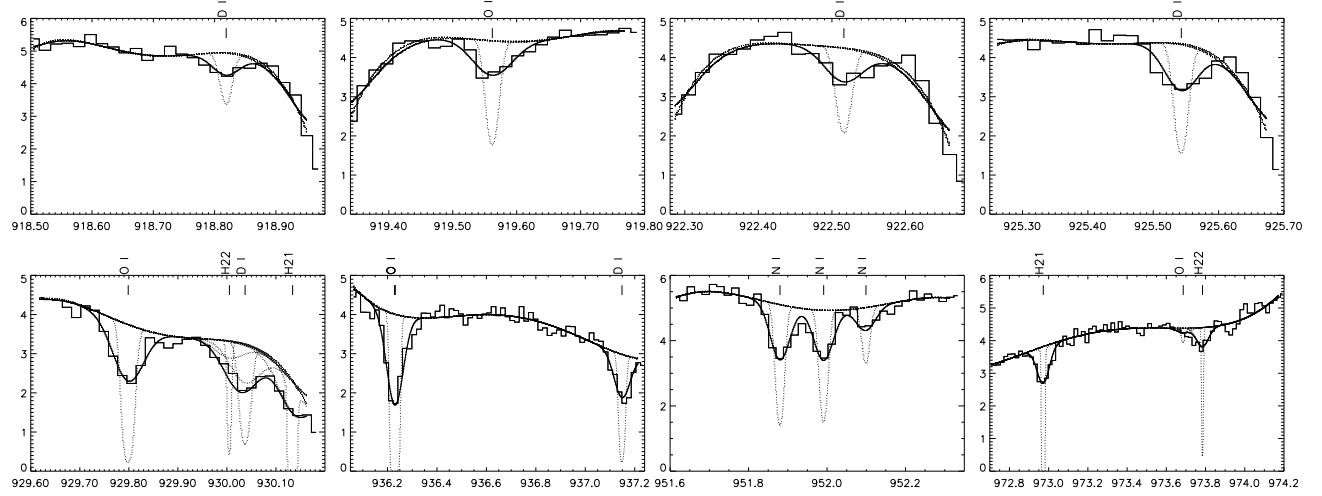
A.5 BD+28 4211

Sur la figure A.5, les données sont les lignes tracées en type histogramme. Les raies individuelles non-convoluées par la PSF sont tracées en tirets-pointillés. L'ajustement final est en trait plein. L'espèce correspondant à chaque raie est notée au-dessus de la figure. Toutes ces fenêtres sont ajustées simultanément.

SiC1



SiC2



LiF1

LiF2

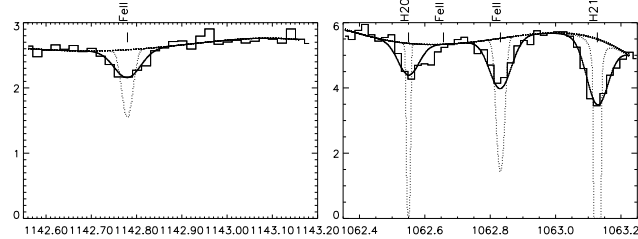


FIG. A.5 – Ajustement des spectres de BD+28 4211.

A.6 G191-B2B

Les spectres MDRS (figures A.6) et LWRs (figures A.7) sont ajustés simultanément sur les quatre canaux. Sur chaque figure sont tracées les fenêtres SiC1, SiC2, LiF1 puis LiF2, de gauche à droite et de haut en bas. Les données sont tracées en type histogramme. Les raies individuelles non-convoluées par la PSF sont tracées en tirets-pointillés. L'ajustement final est en trait plein. L'espèce correspondant à chaque raie est notée au-dessus de la figure.

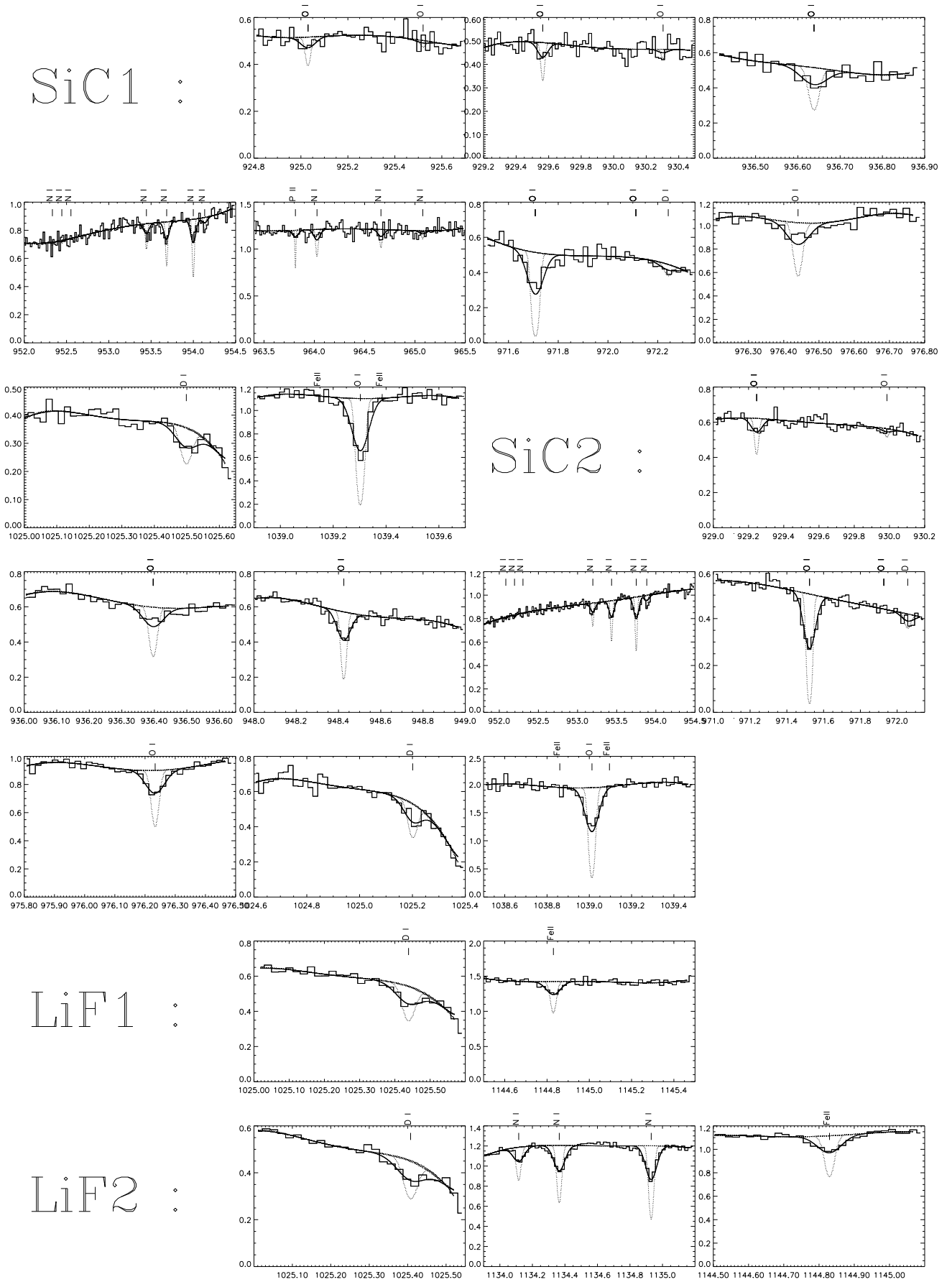


FIG. A.6 – Ajustement des spectres MDRS de G191-B2B.

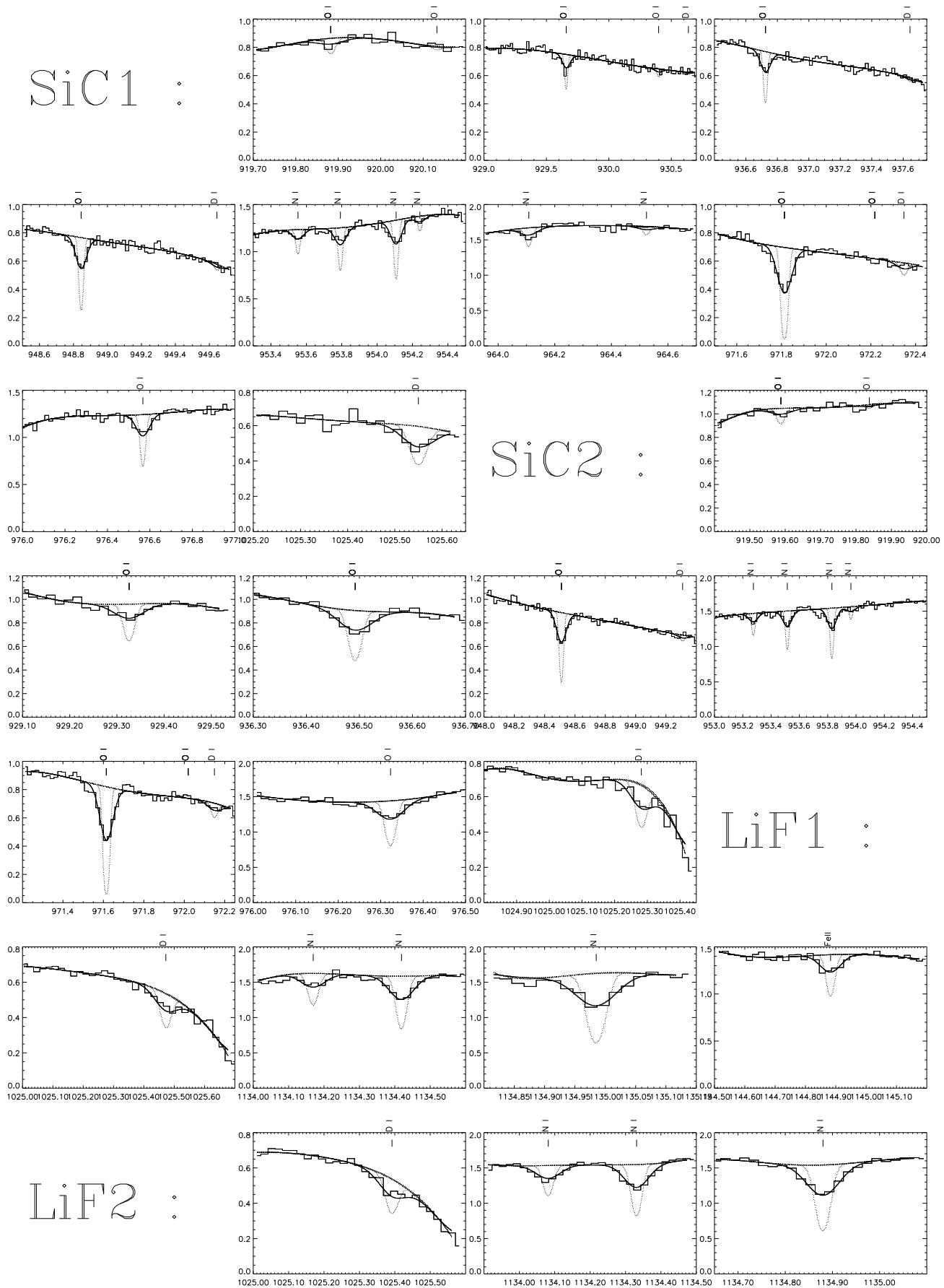
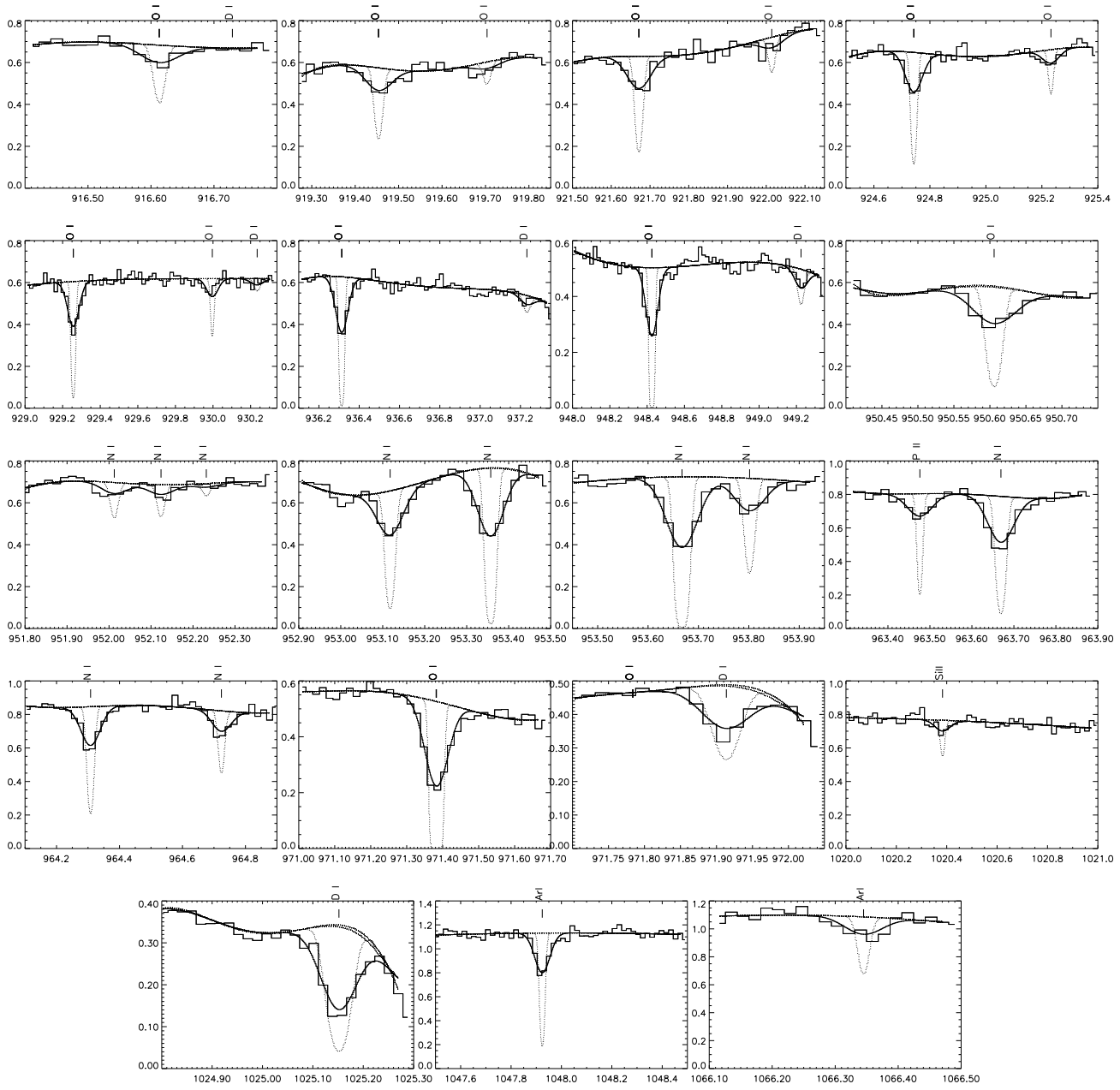


FIG. A.7 – Ajustement des spectres LWRs de G191-B2B.

A.7 WD 1634-573

Les figures suivantes présentent les tracés des ajustements des spectres MDRS SiC1 et LiF1 (figure A.8), MDRS SiC2 et LiF2 (A.9), LWRS SiC1 et LiF1 (A.10) et LWRS SiC2 et LiF2 (A.11). Toutes les fenêtres de ces différents canaux et différentes fentes sont ajustées simultanément. Les données sont les lignes tracées en type histogramme. Les raies individuelles non-convoluées par la PSF sont tracées en tirets-pointillés. L'ajustement final est en trait plein. L'espèce correspondant à chaque raie est notée au-dessus de la figure.

SiC1



LiF1

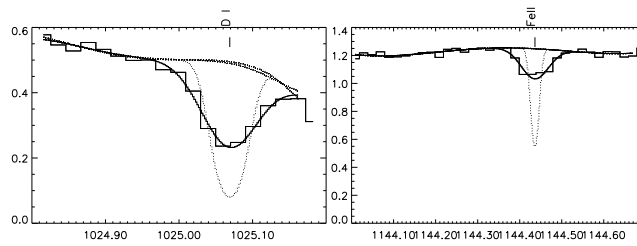
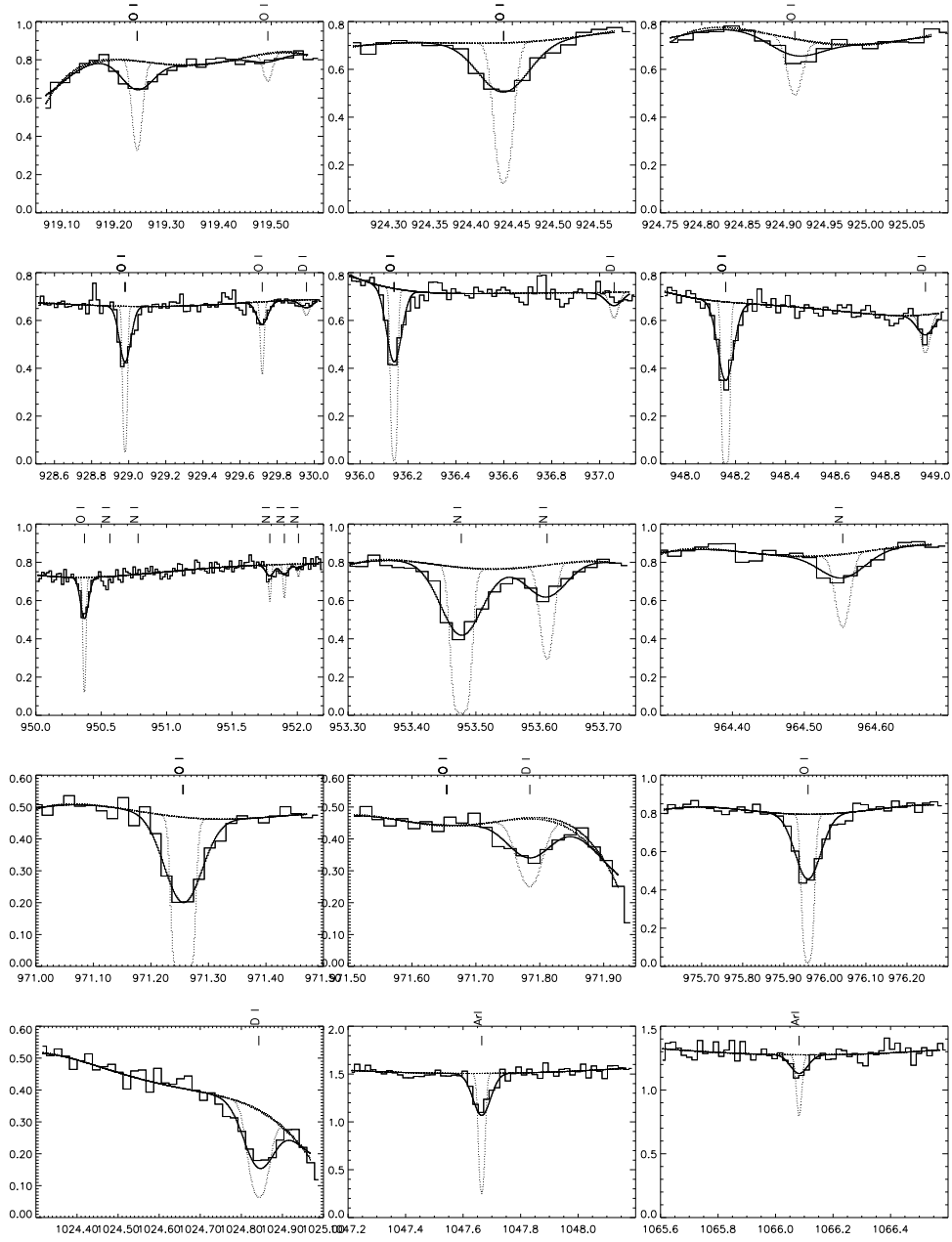


FIG. A.8 – Ajustement des spectres MDRS SiC1 et LiF1 de WD 1634-573.

SiC2



LiF2

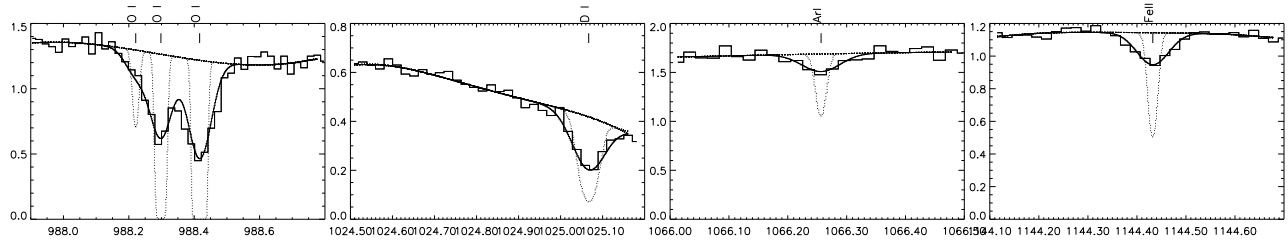
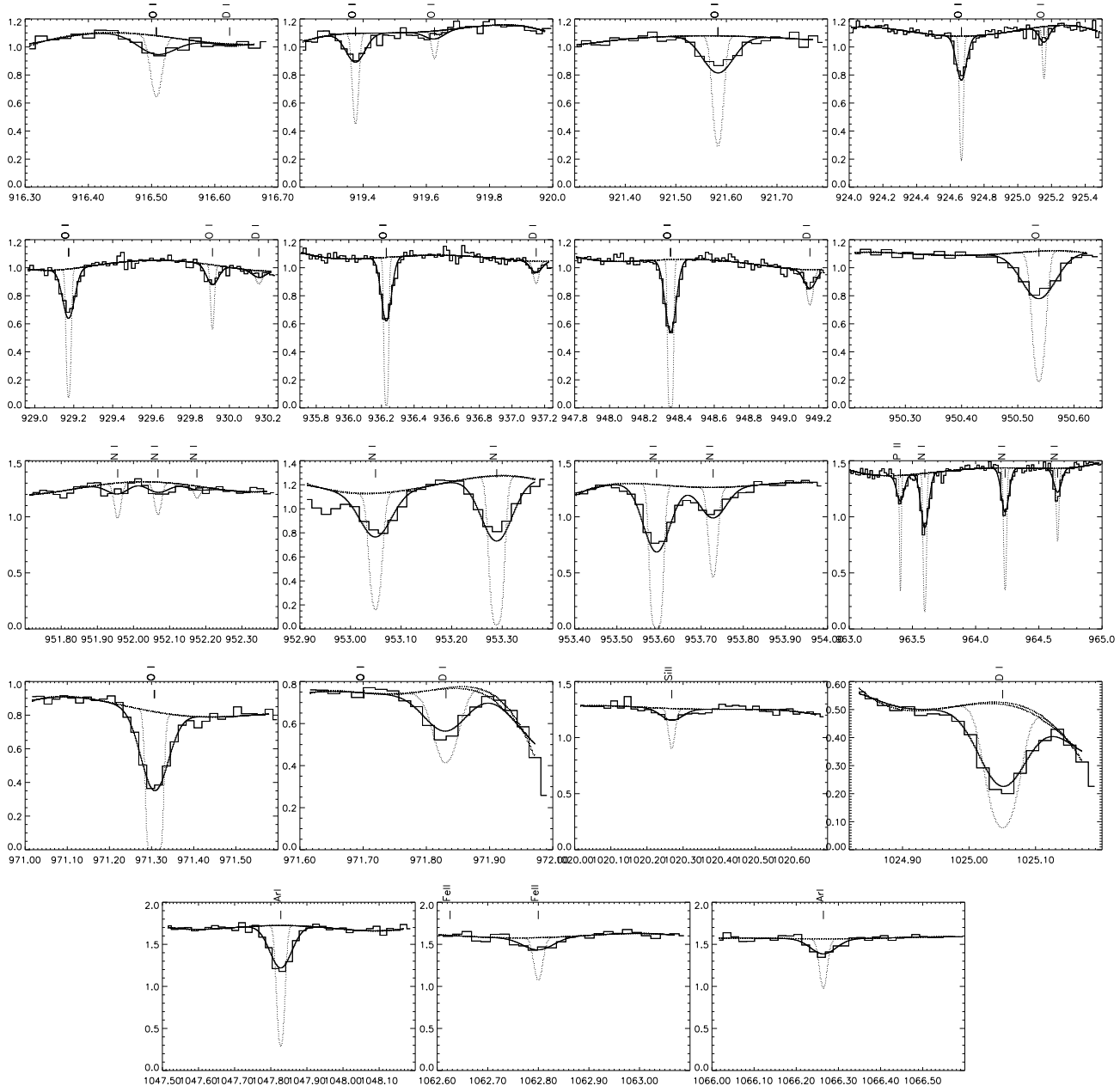


FIG. A.9 – Ajustement des spectres MDRS SiC2 et LiF2 de WD 1634-573.

SiC1



LiF1

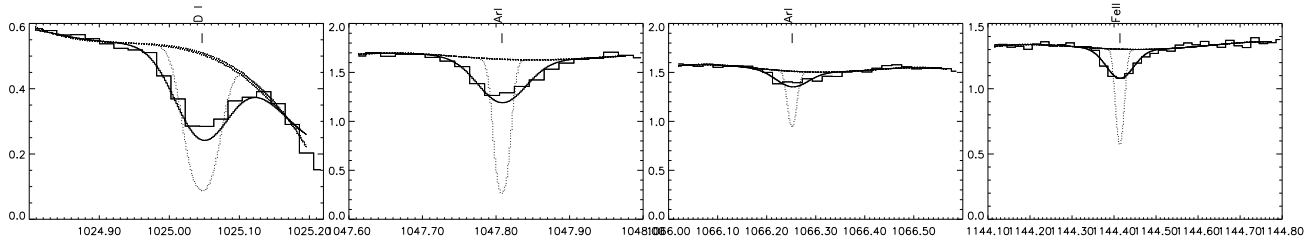
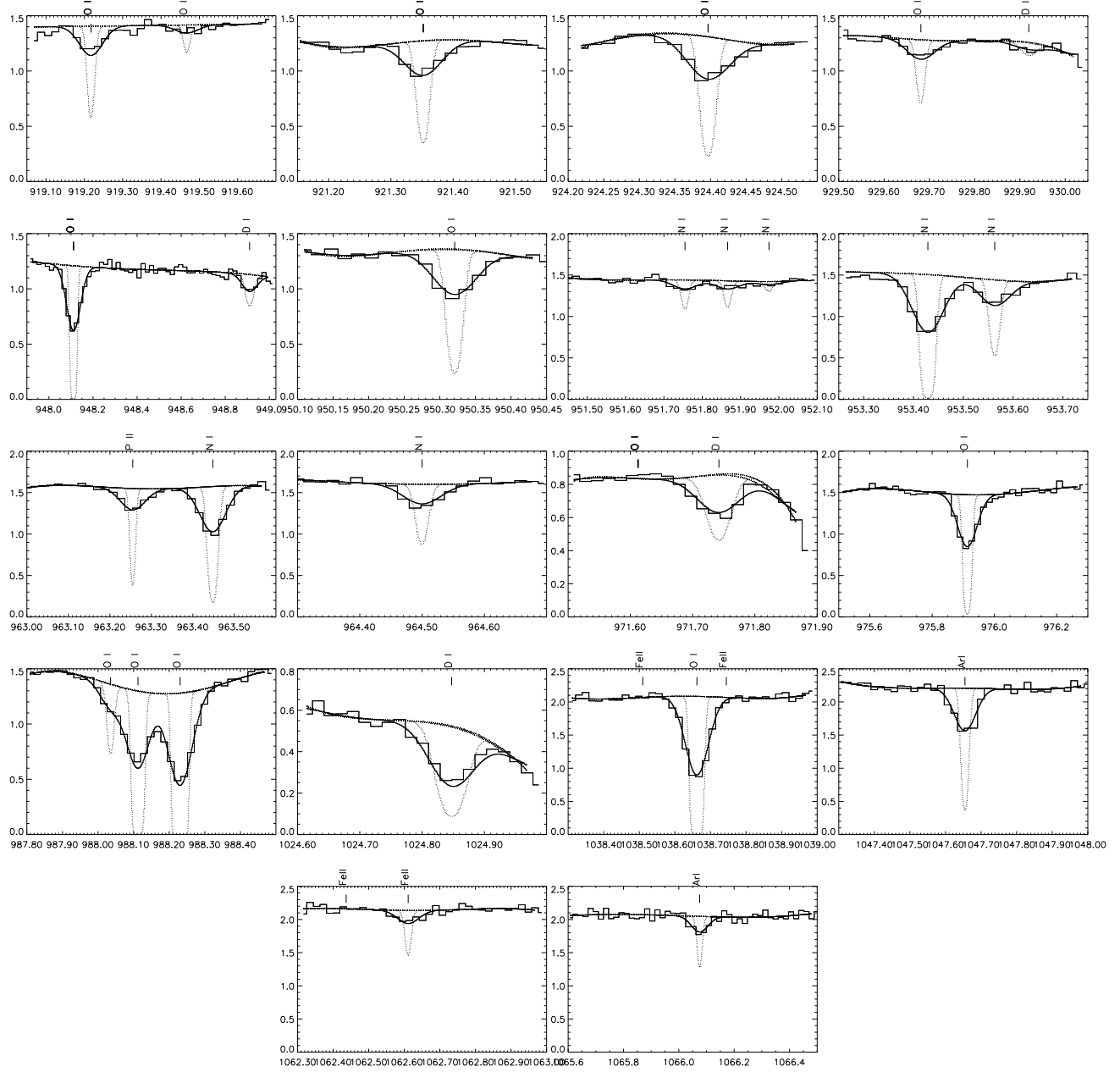


FIG. A.10 – Ajustement des spectres LWRs SiC1 et LiF1 de WD 1634-573.

SiC2



LiF2

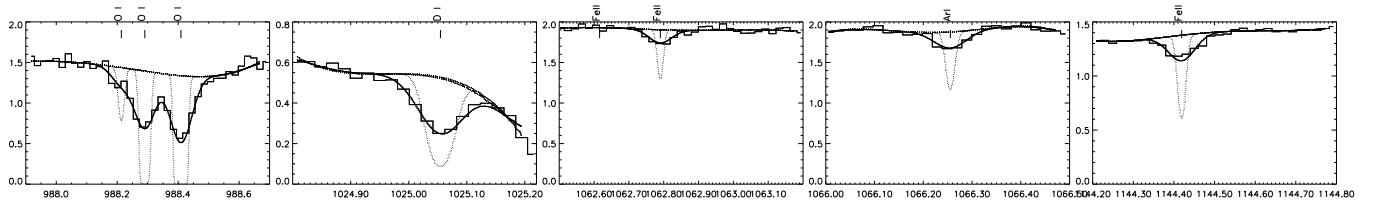


FIG. A.11 – Ajustement des spectres LWRs SiC2 et LiF2 de WD 1634-573.

A.8 WD 2211-495

Les figures suivantes présentent les tracés des ajustements des données des canaux LiF1 et LiF2 dans les fentes MDRS et HIRS (figures A.12), SiC1 et SiC2 dans la fente LWRS (A.13), SiC1 et LiF1 dans la fente MDRS (A.14) et SiC2 et LiF2 dans la fente MDRS (A.15). Les données sont les lignes tracées en type histogramme. Les raies individuelles non-convoluées par la PSF sont tracées en tirets-pointillés. L'ajustement final est en trait plein. L'espèce correspondant à chaque raie est notée au-dessus de la figure. Toutes ces fenêtres sont ajustées simultanément.

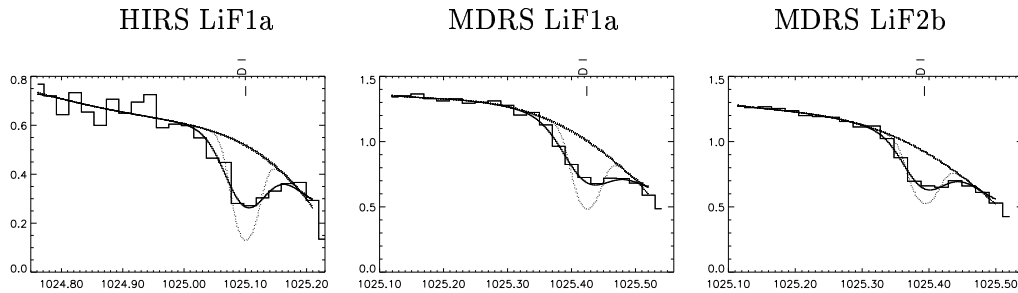
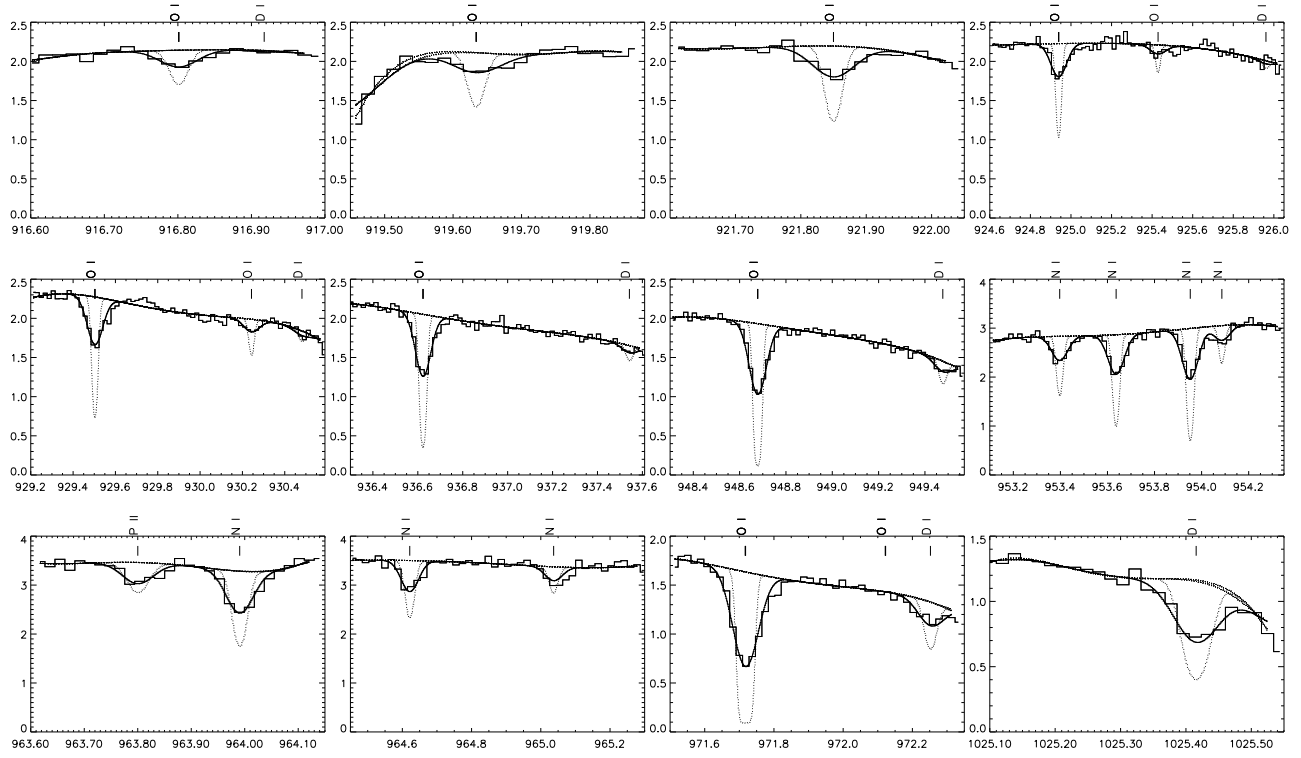


FIG. A.12 – Ajustement des spectres LiF LWRS et HIRS de WD 2211-495.

SiC1



SiC2

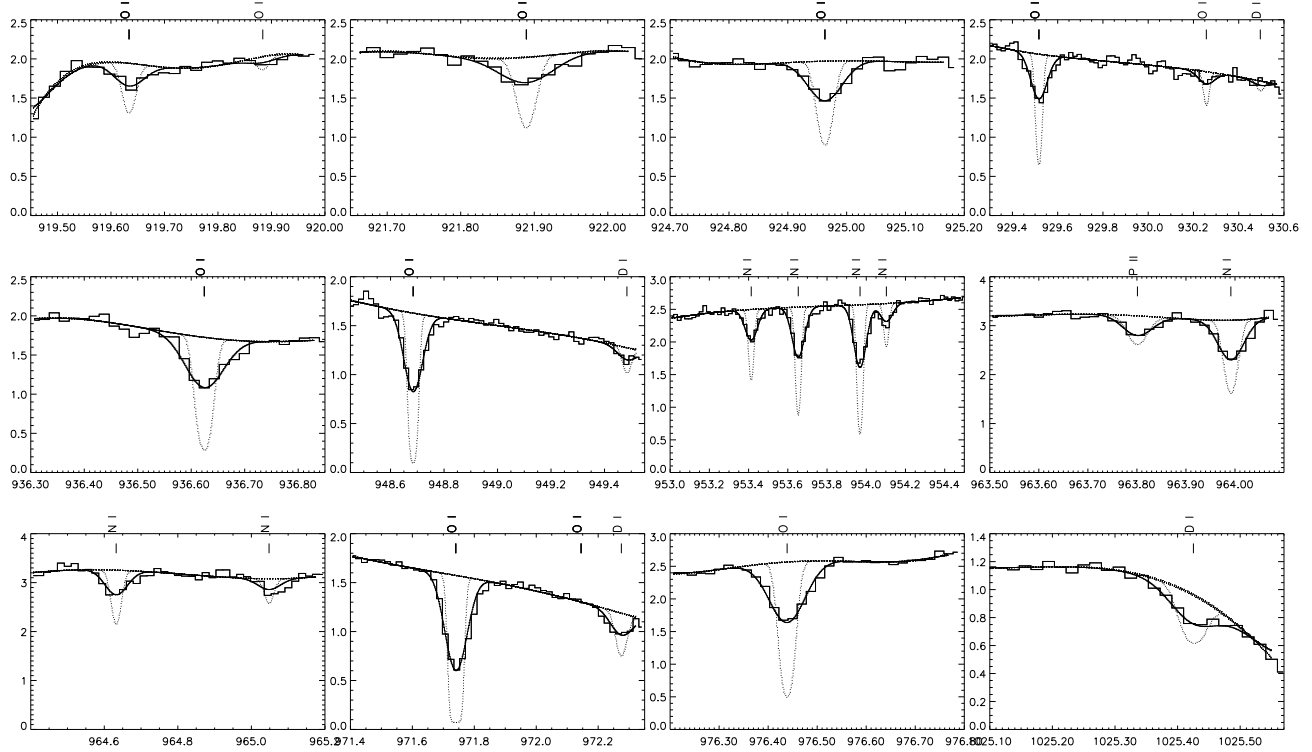
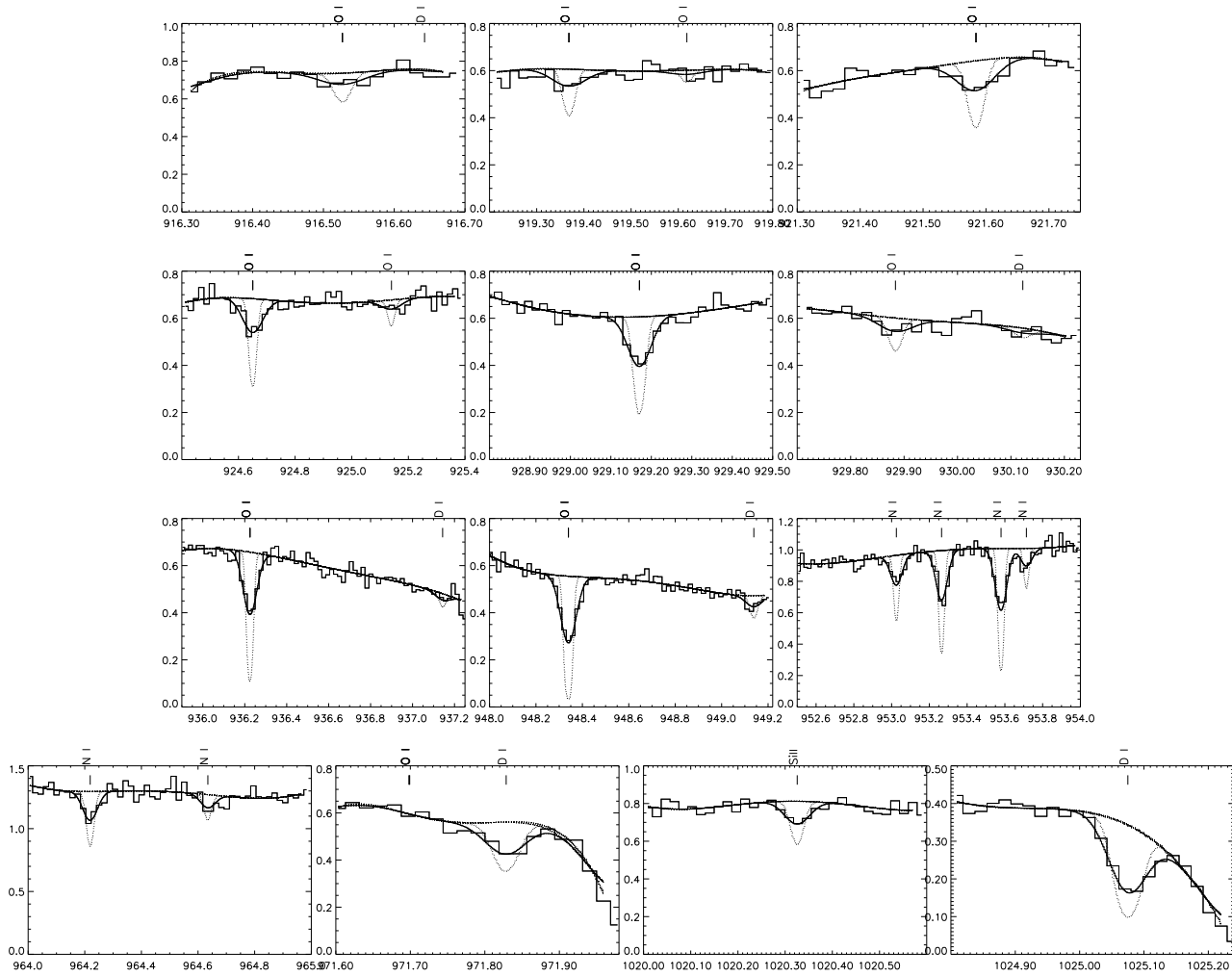


FIG. A.13 – Ajustement des spectres SiC LWRs de WD 2211-495.

SiC1



LiF1

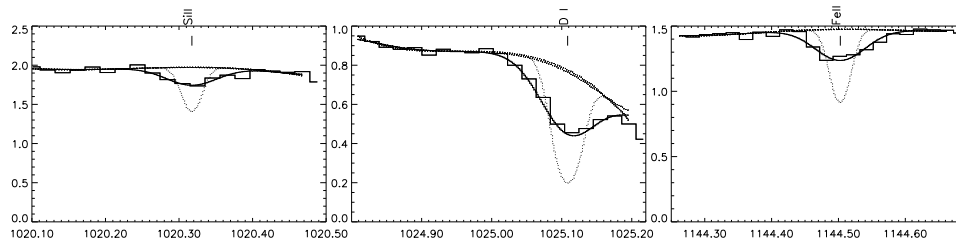


FIG. A.14 – Ajustement des spectres MDRS SiC1 et LiF1 de WD 2211-495.

B Profils de raies

L'information physique d'un absorbant interstellaire est contenue dans le profil de ses raies spectrales. Cette annexe présente brièvement les développements mathématiques reliant les caractéristiques des profils aux paramètres physiques des nuages.

B.1 Absorption par un nuage interstellaire

L'intensité spécifique $I(\lambda)$ (exprimée en $\text{W m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$) d'un nuage interstellaire observé en absorption sur la ligne de visée d'une étoile a pour expression, en considérant le nuage purement absorbant et homogène :

$$I(\lambda) = I_*(\lambda) e^{-\tau_\lambda}$$

où I_* est l'intensité spécifique de l'étoile, c'est-à-dire le continu stellaire, et τ_λ l'épaisseur optique du nuage à la longueur d'onde λ . C'est la dépendance en longueur d'onde de τ_λ qui constitue le spectre ; si il varie fortement sur une petite plage de longueur d'onde, on observe une raie.

Une raie n'est jamais un Dirac à la fréquence ν_0 de la transition ; elle est toujours élargie et possède donc un profil. Ce profil s'exprime par la fonction $\Phi(\nu)$, où $\Phi(\nu) d\nu$ est la probabilité (normalisée à l'unité) pour qu'il y ait absorption à la fréquence ν , voisine de ν_0 .

B.2 Élargissement des raies

Deux processus principaux sont à l'origine de l'élargissement des raies d'absorption dans le milieu interstellaire² :

- *Élargissement naturel*

La durée de vie du niveau électronique n est l'inverse de sa constante d'amortissement γ_n , qui est la somme des probabilités d'Einstein (seule l'absorption induite intervient dans le milieu interstellaire, les émissions induites et spontanées étant négligeables). Typiquement, les valeurs de ces probabilités sont $\sim 10^8 \text{ s}^{-1}$ pour les raies permises, et $\sim 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ pour les raies interdites. La relation d'incertitude d'Heisenberg entre l'énergie et la durée de vie du niveau n entraîne ainsi un élargissement dit *naturel* ou encore *d'amortissement*. Le profil naturel d'une raie est une lorentzienne :

$$\Phi(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\delta_n}{\delta_n^2 + (\nu - \nu_0)^2}$$

où $\delta_n = \gamma_n/4\pi$. La largeur totale de cet élargissement naturel est typiquement $2\delta_n$.

- *Élargissement thermique Doppler*

La dispersion des vitesses des particules absorbantes entraîne un élargissement des raies par effet Doppler. Dans un gaz à l'équilibre thermique à la température T , cette dispersion est décrite par la loi de Maxwell et le profil thermique est une gaussienne dont l'expression est :

$$\Phi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} e^{-(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_D})^2}$$

où $\Delta\nu_D = \frac{v_0}{c} b$ est la largeur Doppler. Le paramètre b représente la vitesse caractéristique de l'élargissement. En plus de sa partie purement thermique, ce paramètre possède une partie non thermique liée à la turbulence dans le nuage ; son expression est $b^2 = \frac{2kT}{M} + v_{\text{turb}}^2$, où k est la constante de Boltzmann et M la masse de la particule.

2. La faible densité du milieu interstellaire diffus permet de négliger l'élargissement par collision.

B.3 Profil de Voigt

Le profil d'une raie d'absorption interstellaire est donc la convolution d'une lorentzienne et d'une gaussienne. Elle s'exprime par la fonction de Harris H ; on a alors $\tau_\lambda = H \tau_{\lambda_0}$, où τ_{λ_0} est l'épaisseur optique au centre de la raie, en absence d'amortissement. L'expression de H , également appelée *profil de Voigt*, est la suivante :

$$H(a, u) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (u - y)^2} dy$$

avec :

- $a = \frac{\delta}{\Delta\nu_D}$, le rapport entre les deux largeurs (généralement très faible),
- $u = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}$, l'écart à ν_0 en unité de largeur Doppler $\Delta\nu_D$, et
- $y = \frac{V_{\text{rad}}}{c} \frac{\nu_0}{\Delta\nu_D}$, le décalage Doppler en unité $\Delta\nu_D$, qui parcourt toutes les valeurs possibles dans l'intégrale du produit de convolution (V_{rad} étant la composante de la vitesse le long de la ligne de visée).

La fonction de Harris peut se développer en série en fonction de a . Les programmes d'analyse employés durant la thèse utilisent le développement de Hui et al. (1978) de H pour ajuster les profils des raies par minimisation du χ^2 .

On peut définir W , la largeur équivalente d'une raie d'absorption, par :

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_\star - I}{I_\star} d\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-\tau_\lambda}) d\lambda$$

W représente la surface de la raie rapportée au continu stellaire, c'est-à-dire la largeur d'une raie d'absorption totale de forme rectangulaire et de surface égale ; W s'exprime ainsi en unité de longueur d'onde et ne dépend pas de la résolution instrumentale.

À partir de la fonction de Harris, on peut distinguer trois domaines pour décrire les *courbes de croissance*, c'est-à-dire les variations de W en fonction de la densité de colonne N :

- *Régime linéaire (cas optiquement mince)*

C'est le domaine des faibles valeurs de N , donc des faibles valeurs de τ_0 . Les ailes d'amortissement sont négligeables et le profil est essentiellement gaussien. N est insensible à la largeur Doppler $\Delta\nu_D$ et est proportionnelle à W :

$$N(\text{cm}^{-2}) = 1.13 \times 10^{20} \frac{W(\text{\AA})}{\lambda(\text{\AA})^2 f}$$

où f est la force d'oscillateur de la transition. Ce domaine est donc très favorable à la mesure des densités de colonne.

- *Régime intermédiaire (partie plate de la courbe de croissance)*

Pour les valeurs supérieures de N , W est très peu sensible à N mais dépend énormément de $\Delta\nu_D$. On a :

$$\frac{W}{\Delta\nu_D} \simeq \text{cste.}$$

Ce domaine est donc plus favorable à la mesure de b .

– *Régime saturé (cas optiquement épais)*

C'est le domaine des très fortes valeurs de N ($\tau_0 \gg 1/a$). Les ailes d'amortissement deviennent visibles, d'où une dépendance à δ . On a :

$$\frac{W}{\lambda} = 2\pi^{1/4} \frac{\pi e^2}{m_e c^2} \sqrt{\delta N f \lambda}$$

et W varie comme \sqrt{N} . Peu d'espèces atteignent ce domaine dans le milieu interstellaire ; on peut citer H I (dans la ou les premières raies de la série de Lyman) ou H₂ (sur les lignes de visée les plus denses).

Ces différentes approximations permettent d'estimer dans quels domaines les ajustements des raies permettront des mesures précises.

C Publications

Cette annexe présente les publications auxquelles j'ai collaboré durant ma thèse.

C.1 Liste complète des publications

Articles dans des revues à comités de lecteurs :

1. *A very reduced upper limit on the interstellar abundance of beryllium*, **Hébrard, G.**, Lemoine, M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., 1997, *Astronomy & Astrophysics*, No. 324, p. 1145-1148.
2. *Fe II emission lines in the UV spectrum of Sirius-A and Vega*, van Noort, M., Lanz, T., Lamers, H. J. G. L. M., Kurucz, R. L., Ferlet, R., **Hébrard, G.**, Vidal-Madjar, A., 1998, *Astronomy & Astrophysics*, No. 334, p. 633-645.
3. *Detection of spatial variations in the (D/H) ratio in the local interstellar medium*, Vidal-Madjar, A., Lemoine, M., Ferlet, R., **Hébrard, G.**, Koester, D., Audouze, J., Cassé, M., Vangioni-Flam, E., Webb, J. K., 1998, *Astronomy & Astrophysics*, No. 338, p. 694-712.
4. *Deuterium abundances*, Lemoine, M., Audouze, J., Ben Jaffel, L., Feldman, P., Ferlet, R., **Hébrard, G.**, Jenkins, E. B., Mallouris, C., Moos, W., Sembach, K., Sonneborn, G., Vidal-Madjar, A., York, D. G., 1999, *New Astronomy*, vol.4, No. 4, p. 231-243.
5. *Ultraviolet observations of Sirius A and Sirius B with HST-GHRS; An interstellar cloud with a possible low deuterium abundance*, **Hébrard, G.**, Mallouris, C., Ferlet, R., Koester, D., Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., York, D., 1999a, *Astronomy & Astrophysics*, No. 350, p. 643-658.
6. *Detection of deuterium Balmer lines in the Orion Nebula*, **Hébrard, G.**, Péquignot, D., Vidal-Madjar, A., Walsh, J. R., Ferlet, R., 2000a, *Astronomy & Astrophysics Letters*, No. 354, p. L79-L82.
7. *Overview of the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Mission*, Moos, H.W., Cash, W.C., Cowie, L.L., Davidsen, A.F., Dupree, A.K., Feldman, P.D., Friedman, S.D., Green, J.C., Green, R.F., Gry, C., Hutchings, J.B., Jenkins, J.L., Linsky, J.L., Malina, R.F., Michalitsianos, A.G., Savage, B.D., Shull, J.M., Siegmund, O.H.W., Snow, T.P., Sonneborn, G., Vidal-Madjar, A., Willis, A.J., Woodgate, B.E., York, D.G., Ake, T.B., Anderson, B.G., Andrews, J.P., Barkhouser, R.H., Bianchi, L., Blair, W.P., Brownsberger, K.R., Cha, A.N., Chayer, P., Conard, S.J., Fullerton, A.W., Gaines, G.A., Grange, R., Gumm, M.A., **Hébrard, G.**, Kriss, G.A., Kruk, J.W., Mark, D., McCarthy, D.K., Morbey, C.L., Murowinski, R., Murphy, E.M., Oegerle, W.R., Ohl, R.G., Oliveira, C., Osterman, S.N., Sahnou, D.J., Saisse, M., Sembach, K.R., Weaver, H.A., Welsh, B.Y., Wilkinson, E., Zheng, W., 2000, *Astrophysical Journal* 538, L1-L6.
8. *FUSE Observations of the HD Molecule toward HD 73882*, Ferlet, R., André, M., **Hébrard, G.**, Lecavelier-des-Étangs, A., Lemoine, M., Pineau-des-Forêts, G., Roueff, E., Rachford, B., Shull, J. M., Snow, T. P., Tumlinson, J., Vidal-Madjar, A., York, D. G., Moos, H. W., 2000, *Astrophysical Journal* 538, L69-L72.
9. *No diffuse H2 in the metal deficient galaxy I Zw 18*, Vidal-Madjar, A., Kunth, D., Lecavelier-des-Étangs, A., Lequeux, J., André, M., BenJaffel, L., Ferlet, R., **Hébrard, G.**, Howk, J. C., Kruk, J. W., Lemoine, M., Moos, H. W., Roth, K. C., Sonneborn, G., York, D. G., 2000, *Astrophysical Journal* 538, L77-L80.
10. *Revealing deuterium Balmer lines in HII regions with VLT-UVES*, **Hébrard, G.**, Péquignot, D., Walsh, J. R., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 2000c, *Astronomy & Astrophysics*, 364, L31-L35.

Communications, posters, proceedings, etc. :

1. *Distribution of the interstellar medium in the outer parts of the Galaxy: a preparation of the FUSE space mission*, **Hébrard, G.**, Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., 1998, CFHT Information Bulletin, No. 38.
2. *FUSE and the deuterated molecular hydrogen*, Ferlet, R., André, M., **Hébrard, G.**, Lecavelier, A., Lemoine, M., Pineau des Forêts, G., Roueff, E., Vidal-Madjar, A., 1999, colloque H₂ in Space, Paris (France), Combes, F. and Pineau des Forêts, G. Eds.
3. *A very reduced upper limit on the interstellar abundance of beryllium*, **Hébrard, G.**, Lemoine, M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., 1999, IAU Symposium 198, "The light elements and their evolution", Natal (Brazil), November 22-26, 1999, Eds. L. da Silva, R. de Medeiros & M. Spite, Astr. Soc. Pacific.
4. *Deuterium Balmer emission in nebulae*, **Hébrard, G.**, Péquignot, D., Vidal-Madjar, A., Walsh, J.R., Ferlet, R., 1999b, IAU Symposium 198, "The light elements and their evolution", Natal (Brazil), November 22-26, 1999, Eds. L. da Silva, R. de Medeiros & M. Spite, Astr. Soc. Pacific.
5. *Interstellar D/H on the sightline of Sirius*, **Hébrard, G.**, Mallouris, C., Ferlet, R., Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., York, D., 1999, IAU Symposium 198, "The light elements and their evolution", Natal (Brazil), November 22-26, 1999, Eds. L. da Silva, R. de Medeiros & M. Spite, Astr. Soc. Pacific.
6. *FUSE observations of HD molecule toward HD 73882*, André, M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., **Hébrard, G.**, Lecavelier, A., Gry, C., Lemoine, M., Pineau des Forêts, G., Roueff, E., Rachford, B. L., Snow, T. P., Tumlinson, J., FUSE Science Team, 1999, Bulletin of the American Astronomical Society 135.03 (AAS 195th Meeting).
7. *FUSE Observations of the Planetary Nebulae NGC7009 and He2-138 and its Central Star*, Iping, R. C., Sonneborn, G., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., **Hébrard, G.**, Sembach, K., Cha, A., FUSE Science Team, 1999, Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 31, No.5, p. 1377 (AAS 195th Meeting).
8. *Detection of deuterium Balmer emission lines at the CFHT*, **Hébrard, G.**, Péquignot, D., Vidal-Madjar, A., Walsh, J. R., Ferlet, R., CFHT Information Bulletin, No. 41, p. 7-8.
9. *Deuterium in Orion*, CFHT's astronomy picture of the week, May 8th, 2000, edited by F. Ménard & J.-C. Cuillandre (<http://www.cfht.hawaii.edu>).

C.2 Autres articles

Cette partie présente les articles qui ne sont pas inclus dans le corps de la thèse. Le premier, consacré à la recherche du béryllium interstellaire, est reproduit en intégralité (Hébrard et al. 1997) ; il s'agit d'un travail réalisé en début de thèse. Seule la première page des autres articles, comprenant le résumé, est reproduite. Ces articles sont les suivants :

- un article de revue sur le deutérium, paru dans un numéro spécial de *New Astronomy* publié à la mémoire de David N. Schramm (Lemoine et al. 1999),
- un article consacré aux raies en émission dans Sirius A et Véga, réalisé à partir des observations présentées dans le chapitre 2 (van Noort et al. 1998),
- l'article Vidal-Madjar et al. (1998) consacré à la mesure de $(D/H)_{ISM}$ sur la ligne de visée de G191-B2B,
- et enfin trois articles publiés en juillet 2000 dans un numéro spécial de *Astrophysical Journal Letters* consacré aux premiers résultats de FUSE (*Early Release Observations*) : Moos et al. (2000), qui présente la mission FUSE, Ferlet et al. (2000), qui présente la première observation de la molécule HD avec FUSE, et enfin Vidal-Madjar et al. (2000), qui rapporte la non-détection d'hydrogène moléculaire dans I Zw 18.

A very reduced upper limit on the interstellar abundance of beryllium^{*}

Guillaume Hébrard¹, Martin Lemoine², Roger Ferlet¹, and Alfred Vidal-Madjar¹

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France

² Department of Astronomy & Astrophysics, Enrico Fermi Institute, The University of Chicago, Chicago IL 60637-1433, USA

Received 22 January 1997 / Accepted 24 February 1997

Abstract. We present the results of observations of the $\lambda 3130.4\text{\AA}$ interstellar absorption line of $^9\text{Be II}$ in the direction of ζ Per. The data were obtained at the Canada-France-Hawaii 3.6m Telescope using the Coudé f/4 Gecko spectrograph at a resolving power $\lambda/\Delta\lambda \simeq 1.1 \times 10^5$, and a signal-to-noise ratio $S/N \simeq 2000$. The $^9\text{Be II}$ line is not detected, and we obtain an upper limit on the equivalent width $W_{3130.4} \leq 30 \mu\text{\AA}$. This upper limit is 7 times below the lowest upper limit ever reported hitherto. The derived interstellar abundance is $(^9\text{Be/H}) \leq 7 \times 10^{-13}$, not corrected for the depletion of ^9Be onto interstellar grains; it corresponds to an upper limit $\delta_{Be} \leq -1.5$ dex on the depletion factor of ^9Be . As such, it argues in favour of models of formation of dust grains in stellar atmospheres.

Key words: ISM: abundances – stars: individual: ζ Per

1. Introduction

Beryllium is created in Big Bang nucleosynthesis (BBN) with an extremely low primordial abundance, $(^9\text{Be/H})_p < 10^{-14}$. Subsequently, it is solely formed in spallation reactions of galactic cosmic rays (GCR) interacting with interstellar C, N, O atoms, and is thoroughly destroyed through astration of interstellar gas. This simple scenario allows to account for the observed Pop I abundance of ^9Be , $(^9\text{Be/H})_{Pop I} \simeq 1.3 \times 10^{-11}$ (Boesgaard 1976), the solar abundance $(^9\text{Be/H})_{\odot} \simeq 1.4 \times 10^{-11}$ (Chmielewski et al. 1975) and the meteoritic abundance $(^9\text{Be/H})_{met} \simeq 2.6 \times 10^{-11}$ (Anders & Grevesse 1989). For this reason, ^9Be together with ^6Li , which shares a similar evolutionary picture, are used as tracers of cosmic ray spallation activity.

For our present purpose, the main importance of the interstellar abundance of ^9Be is related to the physics of formation of dust grains, through the depletion factor of ^9Be , δ_{Be} (Snow et al. 1979). Field (1974) observed a correlation between the

underabundance of an element in the interstellar medium (ISM) and the condensation temperature of that element, defined as the threshold at which half of the gaseous phase has gone to solid state; this suggests that dust grains were formed under equilibrium pressure in late-type giants atmospheres or stellar nebulae. On the other hand, Snow (1975), noticing a similar correlation trend between the depletion factors of chemical elements and their first ionization potentials (except for three elements), suggested that dust grains were formed by collisions in the ISM. In this case, depletion should increase with time, elements should be selectively depleted (*i.e.* the element-to-element depletion ratio should vary from one line of sight to another and the amount of depletion should depend on the cloud density. Similar conclusions have been subsequently reached by Barlow (1978), and Duley & Millar (1978). This situation is not settled as yet, since many more observations have revealed that: (i) depletions effectively vary from sightline to sightline; (ii) but there is no evidence of element-to-element depletions ratio variation (Joseph 1988, and references therein). As well, it has been shown that the condensation temperature may not always be a good indicator of depletion, most notably with respect to the phosphorus/iron ratio of depletion (Jura & York 1978). Note that in the above presentation and all throughout the paper, we only refer to rather diffuse clouds, and not to denser clouds. In effect, depletion within cloud discussed here could be quite different from the denser ones in which the material is probably protected from grain-disrupting shocks and the density high enough to initiate species-specific depletion mechanisms.

Beryllium presents the advantage of being a clear element discriminator of these various approaches. Its depletion factor is predicted to be $\simeq -0.2$ dex in a correlation with first ionization potential, and $\simeq -1.5$ dex in a correlation with condensation temperature (Snow et al. 1979; Boesgaard 1985). However, ^9Be has never been detected in the ISM so that, its actual depletion factor is largely unknown.

Here, we report on our observations of the $\lambda 3130.4\text{\AA}$ interstellar absorption line of $^9\text{Be II}$ in the direction of ζ Per. Previous unsuccessful attempts are discussed in Sect. 2, together

Send offprint requests to: G. Hébrard (hebrard@iap.fr)

^{*} Based on observations collected at the Canada-France-Hawaii Telescope, Hawaii, USA.

with our observations; their analysis are discussed in Sect. 3, and their results in Sect. 4.

2. Observations

No firm detection of ^9Be has ever been reported in the ISM because of the extreme difficulty of this observation. $^9\text{Be II}$, the dominant ionization stage of ^9Be in the ISM (the first ionization potential of ^9Be is 9.3 eV, and the second 18.2 eV), can only be observed through the resonance doublet at $\lambda 3130.420/3131.066\text{\AA}$, *i.e.* in the near-ultraviolet where the atmospheric absorption is important. On the basis of the cosmic abundance of ^9Be , $(^9\text{Be}/\text{H})_{\text{cosm}} \simeq (^9\text{Be}/\text{H})_{\text{met}} \simeq 2.6 \times 10^{-11}$ [$(^9\text{Be}/\text{H})_{\text{cosm}} \neq (^9\text{Be}/\text{H})_{\odot}$ cause of the depletion of ^9Be by nuclear reactions at the bottom of the convection zone of the Sun (Anders & Grevesse 1989)], the hydrogen column density toward ζ Per, $N(\text{H}) = 1.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Savage et al. 1977), and a depletion factor δ_{Be} between -0.1 and -2.0 dex, one should expect a column density $N(\text{Be II})$ ranging from 3×10^{10} to $4 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$, hence an equivalent width $W_{3130.4}$ from 900 to $10 \mu\text{\AA}$. In this optically thin case, we obtain the column density N (in cm^{-2}) from the equivalent width W (in \AA) by the expression:

$$N = 1.13 \times 10^{20} \frac{W}{\lambda^2 f},$$

where f is the oscillator strength and λ the wavelength (in \AA). The upper limits to the equivalent widths of interstellar ^9Be that have been reported up to now are listed in Table 1.

Our observations were conducted in January 1994 and October 1995 at the Canada–France–Hawaii Telescope, whose altitude (4200 m) allows for a good UV transparency. We used the spectrograph Coudé f/4 Gecko at high resolving power $R \simeq 1.1 \times 10^5$ (equivalently 0.029 \AA , 2.8 km.s^{-1} , or 2.8 pixels). This spectrograph carries a Richardson image slicer. The detector is a 2K CCD with a pixel size of $15 \mu\text{m}$. Its quantum efficiency is about 0.7 at 3100 \AA . We took care during the observations to shift the central wavelength from night to night in order to identify eventual systematic features on the CCD detector. As well, thorium-argon lamp calibration exposures were recorded each night, interspaced with stellar exposures, in order to achieve as high a level of wavelength accuracy as possible. This is necessary in that one goes blind looking for a line that may appear only after all individual spectra have been correctly shifted and properly averaged. Over the six observing nights, calibration root mean square range between 1 and 2 m\AA (*i.e.* between $1/10^{\text{th}}$ and $1/5^{\text{th}}$ of a pixel). Flat fields were performed on a platinum lamp at the beginning and the end of night in order to obtain a very high level flat field while optimizing the integration time spent on ζ Per.

3. Data reduction and analysis

The data were reduced using the IRAF and MIDAS softwares. It was found that scattered light is present in the spectrograph at a non-negligible level. Moreover, due to the presence of a cross-disperser (which projects different spectra from different

orders perpendicularly to the dispersion) and to the small inter-order spacing in the near-UV, there resulted a slight overlap of the scattered light with observing adjacent orders at the time of the first run. This overlap was not present during the second run because of a better adjusting of the spectrograph. Even when there is an overlap, the scattered light could nonetheless be interpolated, and the remaining background level after removal did not exceed $\simeq 1\%$ in all CCD frames, so that the zero flux level should be precisely known.

It proved difficult to flat-field the spectra because of the image slicer device. In effect, the 5 slices of signal are here reconstructed one on top of another on the CCD, instead of being spread out perpendicularly to the dispersion. We noticed that the signal on the CCD was not uniform, meaning that probably the reconstruction is not perfect. However, this non-uniformity of the signal might also be due to a non-perfect focussing of the four separate grating of the mosaic. As a result, a non-negligible part of the image on the CCD typically had to be dropped off before flat-fielding and averaging to a single spectrum, in order to preserve a precise flat-fielding. Before co-adding the different spectra (about fifty of typically 30–45 min integration time each), each spectrum was corrected to the heliocentric rest frame. Different statistical filters for co-addition were applied to different set of spectra, and at the end, the average spectrum showing the highest signal-to-noise ratio in the vicinity of $\lambda 3130\text{\AA}$ was kept.

The aspect of the average normalized spectrum of ζ Per in the $\lambda 3130\text{\AA}$ region is shown in Fig.1. An enlargement of the final spectrum around the $^9\text{Be II}$ line is shown in Fig.2 where 1σ error bars are also plotted. It is the weighted average of 44 individual spectra, for a total integration time of 25 h. We reach a signal-to-noise ratio of $\simeq 2000$ per pixel in the vicinity of the expected line ($S/N \simeq 3000$ per resolution element).

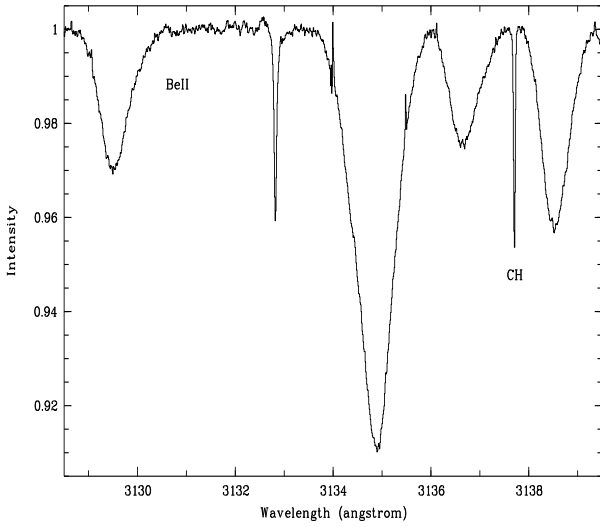
Only one absorption line in the spectrum of Fig.1 is identified: the CH line at 3137.53 \AA (oscillator strength $f = 1.2 \times 10^{-3}$, Chaffee & Lutz 1977) measured at $3137.706 \pm 0.006 \text{ \AA}$, *i.e.* at a heliocentric radial velocity of $16.8 \pm 0.6 \text{ km.s}^{-1}$. The Gaussian full width at half maximum (FWHM) for this line is $38 \pm 8 \text{ m\AA}$, and the equivalent width $2.0 \pm 0.2 \text{ m\AA}$, corresponding to a column density of $1.9 \pm 0.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (optically thin line). During the first run another CH line at 3143.15 \AA was observed with an equivalent width of $5.9 \pm 0.6 \text{ m\AA}$ corresponding exactly to the f ratio between the two CH lines.

The widths of the 4 broad spectral features are $\gtrsim 65 \text{ km.s}^{-1}$, in agreement with the stellar rotational velocity $v.\text{sin } i = 60 \text{ km.s}^{-1}$, confirming their photospheric origin. The absorption line near 3133 \AA is puzzling. Since its position has shifted by $\simeq 0.4 \text{ \AA}$ (*i.e.* $\simeq 40 \text{ km.s}^{-1}$) between the two observing runs, its origin could be instrumental.

The radial velocity of the interstellar CH line found here at $\simeq 16.8 \text{ km.s}^{-1}$ differs slightly from previous measurements with different atomic or ionic lines at 14 km.s^{-1} (see *e.g.* Hobbs 1978 or Welty et al. 1994 and 1996). Nevertheless, the difference is within the instrumental resolutions.

Table 1. Previous attempts at detecting interstellar ^9Be and upper limits derived. These abundances are not corrected for the depletion of ^9Be onto dust grains.

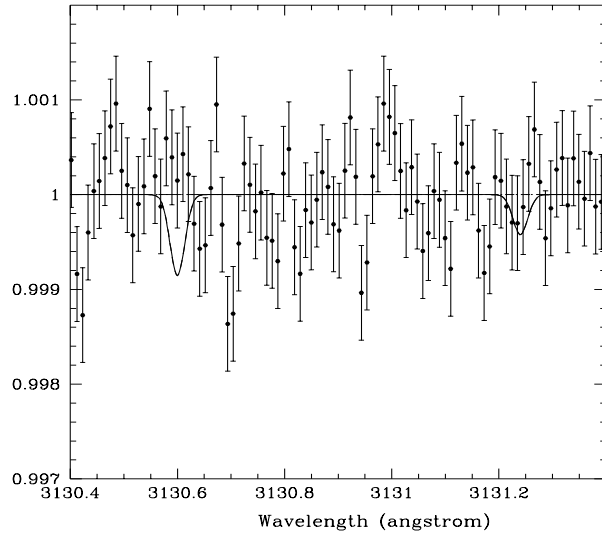
Authors	Targets	Equivalent widths	Abundances
Herbig (1968)	ζ Oph	$< 2.5 \text{ m}\text{\AA}$	$< 1.4 \times 10^{-11}$
Boesgaard (1974)	22 stars		$< 5 \times 10^{-11}$
Chaffee & Lutz (1977)	ζ Per	$< 0.6 \text{ m}\text{\AA}$	$< 1.3 \times 10^{-11}$
York, Meneguzzi & Snow (1982)	ζ Oph	$< 1 \text{ m}\text{\AA}$	$< 2 \times 10^{-11}$
York, Meneguzzi & Snow (1982)	σ Sco	$< 1 \text{ m}\text{\AA}$	$< 1.3 \times 10^{-11}$
Boesgaard (1985)	ζ Per	$< 0.23 \text{ m}\text{\AA}$	$< 4.8 \times 10^{-12}$
Boesgaard (1985)	δ Sco	$< 0.36 \text{ m}\text{\AA}$	$< 8.4 \times 10^{-12}$
Baade & Crane (1991)	ζ Oph	$< 0.3 \text{ m}\text{\AA}$	$< 6 \times 10^{-12}$
This work	ζ Per	$< 0.03 \text{ m}\text{\AA}$	$< 7 \times 10^{-13}$

**Fig. 1.** Spectrum of ζ Per. The resolving power is $\lambda/\Delta\lambda \simeq 1.1 \times 10^5$. The $^9\text{Be II}$ doublet is expected at 3130.6 Å and 3131.2 Å.

We have searched for the $^9\text{Be II}$ lines at these two velocities. Whatever the velocity is, the detection is not convincing. However, the absence of detection at such a high signal-to-noise ratio and resolution translates into a very reduced upper limit on the beryllium column density.

To obtain this upper limit, we considered that the strongest ^9Be line at 3130.420 Å has the same FWHM as the CH line. We assume that it has a depth $\lesssim 0.1\%$ (the standard deviation of the pixel's value in this spectral region is $\simeq \pm 0.05\%$). The Gaussian gives then an equivalent width of about $30 \mu\text{\AA}$. In effect, the limiting detectable equivalent width W_{lim} at 3σ is given by $W_{lim} \equiv \frac{3\Delta\lambda}{S/N}$. With our S/N per resolution element $\Delta\lambda$ of $\simeq 3000$, we obtain $W_{lim} \simeq 30 \mu\text{\AA}$.

We can then deduce an upper limit on the column density. In this optically thin case, we obtain $N(^9\text{Be II}) \simeq 1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ($f = 0.3382$ for this line, Morton 1991). The spectroscopic data related to these two lines are known from theoretical calcula-

**Fig. 2.** Final spectrum of ζ Per enlarged where the ^9Be doublet is expected. Solid line corresponds to the limiting $30 \mu\text{\AA}$ detectable equivalent width at 3σ (see text).

tions. These lines were already detected in stars revealing no discrepancies with respect to their f -values. The absorptions corresponding to this column density are shown as solid line in Fig.2 at a radial velocity of 16.8 km.s^{-1} (the result is similar for a radial velocity of 14 km.s^{-1}).

We assume now that at least 90% of the interstellar beryllium is present in the first ionization stage $^9\text{Be II}$ (Boesgaard 1985). This is supported by the ratios between ionization stages of others elements. For example, in this same line of sight, $N(\text{Mg I})/N(\text{Mg II}) \leq 10^{-2}$ and $N(\text{S III})/N(\text{S II}) \leq 10^{-3}$ (Snow 1977). Taking the hydrogen column density toward ζ Per $N(\text{H}) = 1.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Savage et al. 1977), we thus deduce an upper limit of the interstellar abundance for ^9Be toward ζ Per:

$$(^9\text{Be}/\text{H})_{\zeta \text{ Per}} \leq 7 \times 10^{-13}.$$

This abundance is not corrected for ^9Be depletion onto dust grains.

4. Discussion and conclusions

Our interstellar abundance of ^9Be is at least 35 times less than the cosmic abundance, $(^9\text{Be}/\text{H})_{\text{cosm}} \simeq 2.6 \times 10^{-11}$. It corresponds to a depletion factor $\delta_{\text{Be}} \leq -1.5$ dex. This is a new and much more stringent upper limit compared to previous ones ($\delta_{\text{Be}} \leq -0.4$, Boesgaard 1985).

As explained in Sect. 1, our present upper limit largely favours the Field (1974) model of dust grain formation in stellar material. In effect, the predicted depletion for the condensation temperature of ^9Be ($\simeq 1250$ K) is $\simeq -1.5$ dex while the Snow (1975) model of dust grain formation by chemical trapping predicts $\delta_{\text{Be}} \simeq -0.2$ dex.

As already said, the observed absence of selective depletions among chemical elements on different sightlines (Joseph 1988) argues also against the model of Snow (1975).

However, the condensation temperature curve might not always be a good indicator of depletion, since, for instance, P is always ten times less depleted than Fe although they have the same condensation temperature (Jura & York 1978). This may be reconciled with the model of Field (1974), if one takes into account the blocking of P depletion in stellar atmospheres through the formation of stable molecules (*e.g.* PN), which would later dissociate in the ISM (Gail & Sedlmayr 1986). Still, Joseph (1988) has shown evidence of a physical process acting on grains in the ISM, since the overall level of depletion is found to vary from line of sight to line of sight. Joseph (1988) proposes that dust grains are indeed formed in a first stage in stellar material, where the element-to-element depletion ratios are reproduced; in a second stage, grain destruction in passing shock fronts would account for the overall variation of depletion. In order to preserve the observed constancy of the element-to-element depletion ratio, Joseph (1988) argues that the most depleted elements are locked in grain cores, mainly Fe, Si, Ca, and the less depleted are trapped in the mantles, mainly P, Mg, S. These nonvolatile mantles could form in the aftermaths of shocks, and hence protect the grain core from destruction.

Beryllium fits in this scenario: ^9Be II as Mg II is one valence, Be, Mg and P have similar condensation temperatures, and furthermore, Be and P have similar first ionization potentials. One should therefore expect to find beryllium trapped in the grain mantles, and to observe a strong correlation of the depletion factors of these elements on various lines of sight. Our upper limit $\delta_{\text{Be}} \leq -1.5$ is indeed in agreement with the depletion factor $\delta_{\text{Mg}} \simeq -1.3$ dex (Boesgaard 1985) on the same line of sight. Its discrepancy with the value $\delta_{\text{P}} \simeq -0.7$ dex (Boesgaard 1985) could then be associated with the abnormal P/Fe depletion ratio, *i.e.* with the undepletion of phosphorus in stellar atmospheres (see above). We can hope that a future detection of interstellar beryllium will not infringe this scenario since apparently we should not be far from an actual detection.

References

- Anders, E., Grevesse, N.: 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta* 53, 197
 Baade, D., Crane P.: 1991, *ESO Messenger* n° 61, p. 49
 Barlow, M. J.: 1978, *MNRAS* 183, 417
 Boesgaard, A. M.: 1974, *A&A* 34, 9
 Boesgaard, A. M.: 1976, *ApJ* 210, 466
 Boesgaard, A. M.: 1985, *PASP* 97, 37
 Chaffee, F. H. Jr., Lutz, B. L.: 1977, *ApJ* 213, 394
 Chmielewski, Y., Müller, E. A., Brault, J. W.: 1975, *A&A* 42, 37
 Duley, W. W., Millar, T. J.: 1978, *ApJ* 220, 124
 Field, G. B.: 1974, *ApJ* 187, 453
 Gail, H. P., Sedlmayr, E.: 1986, *A&A* 166, 225
 Herbig, G. H.: 1968, *Zs. f. Ap.* 68, 243
 Hobbs, L. M.: 1978, *ApJS* 38, 129
 Joseph, C. L.: 1988, *ApJ* 335, 157
 Jura, M., York, D. G.: 1978, *ApJ* 219, 861
 Morton, D. C.: 1991, *ApJS* 77, 119
 Savage B. D., Bohlin R. C., Drake J. F., Budich W.: 1977, *ApJ* 216, 291
 Snow, T. P. Jr.: 1975, *ApJ* 202, L87
 Snow, T. P. Jr.: 1977, *ApJ* 216, 724
 Snow, T. P. Jr., Weiler, E. J., Oegerle, W. R.: 1979, *ApJ* 234, 506
 Welty, D. E., Hobbs, L. M., Kulkarni, V. P.: 1994, *ApJ* 436, 152
 Welty, D. E., Morton, D. C., Hobbs, L. M.: 1996, *ApJS* 106, 533
 White, R. E.: 1973, *ApJ* 183, 81
 York, D. G., Meneguzzi, M., Snow, T. P.: 1982, *ApJ* 255, 524



New Astronomy 000 (1999) 000–000

New Astronomy

www.elsevier.nl/locate/newast

Deuterium abundances

Martin Lemoine^{a,1}, Jean Audouze^b, Lotfi Ben Jaffel^b, Paul Feldman^c, Roger Ferlet^b,
Guillaume Hébrard^{c,b}, Edward B. Jenkins^d, Christoforos Mallouris^e, Warren Moos^c,
Kenneth Sembach^c, George Sonneborn^f, Alfred Vidal-Madjar^b, Donald G. York^e

^aDARC, UPR–176 CNRS, Observatoire de Paris-Meudon, F-92195 Meudon Cédex, France

^bInstitut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France

^cJohns Hopkins University, Department of Physics and Astronomy, 3400 North Charles Street, Baltimore, MD 21218, USA

^dPrinceton University Observatory, Princeton, NJ 08544, USA

^eUniversity of Chicago, Department of Astronomy and Astrophysics, 5640 South Ellis Avenue, Chicago, IL 60637, USA

^fNASA/Goddard Space Flight Center, Code 681, Greenbelt, MD 20771, USA

Received 24 November 1998; accepted 10 December 1998

Francesco Melchiorri

Abstract

We discuss the measurements of deuterium abundances in high redshift quasar absorbers, in the solar system and in the interstellar medium. We present new results that indicate spatial variations of the deuterium abundance in the interstellar medium at the level of $\sim 50\%$ over scales possibly as small as ~ 10 pc, and discuss plausible causes for the origin of these variations. © 1999 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 95.85.Mt; 98.80.Ft; 26.35.+c

Keywords: ISM: abundances; Cosmology: observations

1. Introduction

In the early days of Big-Bang nucleosynthesis (BBN), starting with Alpher et al. (1948), and until the late sixties, the primordial origin of ^4He seemed quite plausible, but the site of formation of the other light elements remained slightly mysterious. Reeves et al. (1973) argued for cosmological deuterium, and showed that a baryonic density $\Omega_b = 0.016 \pm 0.005 h^{-2}$ (with $H_0 = 100h$ km/s/Mpc) could explain the primordial abundance of ^2D , ^3He , ^4He , and possibly some ^7Li . And, following calculations by Truran & Cameron (1971), they argued that in the

absence of post-Big-Bang production, deuterium is slowly destroyed during galactic evolution, as it is entirely burned to ^3He in stars; in particular, Truran & Cameron (1971) estimated a destruction factor ~ 2 . Reeves et al. (1973) thus argued that deuterium, if solely produced in the Big-Bang, would be a monitor of stellar formation. These ideas have been strengthened in the past twenty five years, and hardly, if at all, modified: they form the current picture of the cosmological significance of deuterium and its cosmic evolution.

Notably Epstein et al. (1976) showed that no deuterium should be produced in significant quantities in astrophysical sites other than the Big-Bang. Hence, measured abundances of deuterium would

¹E-mail: Martin.Lemoine@obspm.fr

Astron. Astrophys. 334, 633–645 (1998)

**ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS**

Fe II emission lines in the UV spectrum of Sirius-A and Vega[★]

M. van Noort^{1,★★}, T. Lanz¹, H.J.G.L.M. Lamers^{1,2}, R.L. Kurucz³, R. Ferlet⁴, G. Hébrard⁴, and A. Vidal-Madjar⁴

¹ Sterrenkundig Instituut, Utrecht Universiteit, Princetonplein 5, 3508 TA Utrecht, The Netherlands (noort@physics.usyd.edu.au, lanz@fys.ruu.nl)

² SRON Laboratory for Space Research, Sorbonnelaan 2, 3584 CA Utrecht, The Netherlands (henny1@sron.ruu.nl)

³ Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA (kurucz@cfa.harvard.edu)

⁴ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France (ferlet, hebrard, vidalmadjar@iap.fr)

Received 29 December 1997 / Accepted 9 March 1998

Abstract. We present high-quality HST/GHRS spectra in the Hydrogen $L\alpha$ spectral region of Vega and Sirius-A. Thanks to the signal-to-noise ratio achieved in these observations and to the similarity of the two spectra, we found clear evidence of emission features in the low flux region, $\lambda\lambda 1190$ – 1222 Å. These emission lines can be attributed unambiguously to Fe II and Cr II transitions. In this spectral range, silicon lines are observed in absorption.

We built a series of non-LTE model atmospheres with different, prescribed temperature stratification in the upper atmosphere and treating Fe II with various degrees of sophistication in non-LTE. Emission lines are produced by the combined effect of the Schuster mechanism and radiative interlocking, and can be explained without the presence of a chromosphere. Silicon absorption lines and the $L\alpha$ profile set constraints on the presence of a chromosphere, excluding a strong temperature rise in layers deeper than $\tau_R \approx 10^{-4}$.

Key words: stars: atmospheres – stars: chromospheres – stars: Sirius; Vega – line: formation – ultraviolet: stars

1. Introduction

On the main sequence, A-type stars are at a juncture point between hot and cool stars. While hot, massive stars undergo strong mass loss in fast winds ($\dot{M} \geq 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$), cool stars show chromospheric activity connected to their subsurface convective layers. Both phenomena apparently disappear or become much weaker at spectral type A. Many studies have thus been devoted to the outer layers of A-type stars to search for indications of a wind or of stellar activity. Several attempts to detect

signatures of weak winds in main-sequence A stars have been unsuccessful (e.g. Lanz & Catala 1992). Recently, however, a quite weak, blue-shifted absorption was detected in the Mg II resonance lines of Sirius, and interpreted as a wind signature (Bertin et al. 1995b). A mass loss rate of $\dot{M} \approx 10^{-12} M_{\odot}/\text{yr}$ was derived, consistent with the idea that A-type star winds are radiatively-driven like the winds of hotter stars. On the cool side, a limit to chromospheric activity has been set at A7 (Böhm-Vitense & Dettmann 1980, Marilli et al. 1997, Simon & Landsman 1997). The most common diagnostics of chromospheres and winds are emission features. Therefore, we are not expecting emission lines in A stars, except cases where such lines arise from the circumstellar environment.

High-quality ultraviolet spectra have become available with the *Goddard High Resolution Spectrograph* (GHRS) aboard the *Hubble Space Telescope* (HST). Even the core of strong resonance lines, including H I $L\alpha$, can be observed with a reasonably good signal-to-noise ratio. This makes it possible to investigate in greater detail the line profile of strong resonance lines. They are the best tool to probe the outer layers of stars, being indeed formed very high in the atmosphere. In this respect, $L\alpha$ is most interesting because it spans the largest range of depth of formation, from the far wing to the line core. This large variation in opacity also affects the formation of lines of other elements, especially close to $L\alpha$ core. Such lines see a much lower local pseudo-continuum than lines outside $L\alpha$, and will be formed much higher in the atmosphere than weak lines in other regions.

In Sects. 2 and 3, we will describe our GHRS observations around $L\alpha$ of two bright A stars, Vega and Sirius-A. We will in particular point out the presence of Fe II and Cr II emission lines between 1190 and 1222 Å. Bertin et al. (1995a) noticed the presence of emission features around $L\alpha$ in a Cycle 1 GHRS spectrum of Sirius-A, originally recorded to derive the D/H abundance ratio in the local interstellar medium. This prompted us to repeat and extend these observations to investigate their origin. An explanation of these emission features is given in the second half of the paper. In Sect. 4, we describe our new non-LTE model atmospheres. We explore and set limits on a chromo-

Send offprint requests to: T. Lanz

★ Based on observations with the NASA/ESA *Hubble Space Telescope* obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by AURA, Inc., under NASA contract NAS 5-26555.

★★ Present address: School of Physics, University of Sydney, NSW 2006, Australia

Astron. Astrophys. 338, 694–712 (1998)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS

Detection of spatial variations in the (D/H) ratio in the local interstellar medium[★]

Alfred Vidal-Madjar¹, Martin Lemoine², Roger Ferlet¹, Guillaume Hébrard¹, Detlev Koester³, Jean Audouze¹, Michel Cassé^{4,1}, Elisabeth Vangioni-Flam¹, and John Webb⁵

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France

² DARC, UPR-176 CNRS, Observatoire de Paris-Meudon, F-92195 Meudon Cédex, France

³ Universität Kiel, Germany

⁴ CEA/DSM/DAPNIA, Service d'Astrophysique, Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

⁵ School of Physics, University of New South Wales, Sydney, NSW 2052, Australia

Received 27 April 1998/ Accepted 2 July 1998

Abstract. We present high resolution ($\Delta\lambda \simeq 3.7\text{km.s}^{-1}$) HST-GHRS observations of the DA white dwarf G191-B2B, and derive the interstellar D/H ratio on the line of sight. We have observed and analysed simultaneously the interstellar lines of H I, D I, N I, O I, Si II and Si III. We detect three absorbing clouds, and derive a total H I column density $N(\text{H I})=2.4\pm 0.1 \times 10^{18}\text{cm}^{-2}$, confirming our Cycle 1 estimate, but in disagreement with other previous measurements.

We derive an average D/H ratio over the three absorbing clouds $N(\text{D I})_{\text{total}}/N(\text{H I})_{\text{total}}=1.12\pm 0.08 \times 10^{-5}$, in disagreement with the previously reported value of the local D/H as reported by Linsky et al. (1995) toward Capella. We re-analyze the GHRS data of the Capella line of sight, and confirm their estimate, as we find $(\text{D/H})_{\text{Capella}} = 1.56 \pm 0.1 \times 10^{-5}$ in the Local Interstellar Cloud in which the solar system is embedded. This shows that the D/H ratio varies by at least $\sim 30\%$ within the local interstellar medium.

Furthermore, the Local Interstellar Cloud is also detected toward G191-B2B, and we show that the D/H ratio in this component, toward G191-B2B, can be made compatible with that derived toward Capella. However, this comes at the expense of a much smaller value for the D/H ratio as averaged over the other two components, of order 0.9×10^{-5} , and in such a way that the D/H ratio as averaged over all three components remains at the above value, i.e. $(\text{D/H})_{\text{Total}} = 1.12 \times 10^{-5}$.

We thus conclude that, either the D/H ratio varies from cloud to cloud, and/or the D/H ratio varies within the Local Interstellar Cloud, in which the Sun is embedded, although our observations neither prove nor disprove this latter possibility.

Key words: stars: individual: G191-B2B – ISM: abundances – ISM: atoms and ions – cosmology: observations – ultraviolet: ISM

Send offprint requests to: A. Vidal-Madjar

[★] Based on observations with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, obtained at the Hubble Space Telescope Science Institute which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy Inc., under NASA contract NASS-26555.

1. Introduction

Deuterium is only produced in primordial Big Bang nucleosynthesis (BBN), and destroyed in stellar interiors (Epstein, Lattimer & Schramm 1976). Hence, any abundance of deuterium measured at any metallicity should provide a lower limit to the primordial deuterium abundance (Reeves et al. 1972). Deuterium is thus a key element in cosmology and in galactic chemical evolution (e.g., Steigman, Schramm & Gunn 1977; Audouze & Tinsley 1976; Vidal-Madjar & Gry 1984; Boesgaard & Steigman 1985; Olive et al. 1990; Vangioni-Flam & Cassé 1995; Prantzos 1996; Scully et al. 1997). The primordial abundance of deuterium is indeed the best probe of the baryonic density parameter of the Universe Ω_B , and the decrease of its abundance with galactic evolution traces, amongst other things, the amount of star formation.

The first, although indirect, measurement of the deuterium abundance of astrophysical significance was carried out through ³He in the solar wind, leading to $\text{D/H} \simeq 2.5 \pm 1.0 \times 10^{-5}$ (Geiss & Reeves 1972), a value representative of an epoch 4.5 Gyr past. The first measurements of the interstellar D/H ratio, representative of the present epoch, were reported shortly thereafter (Rogerson & York 1973). Their value of $\text{D/H} \simeq 1.4 \pm 0.2 \times 10^{-5}$ has not changed ever since. The most accurate measurement of the interstellar D/H ratio was reported by Linsky et al. (1993, 1995, hereafter L93, L95) in the direction of Capella, using HST-GHRS, $\text{D/H} \simeq 1.6 \pm 0.1 \times 10^{-5}$ (statistical + systematic).

Up to a few years ago, these measurements were used to constrain BBN in a direct way. The situation has changed, as measurements of the D/H ratio in metal-deficient quasars absorbers, at moderate and high redshift, have become available (e.g., Carswell et al. 1994; Songaila et al. 1994; Tytler, Fan & Burles 1996; Webb et al. 1997; Burles & Tytler 1998a,b; see also Burles & Tytler, 1998c for a review). However, these observations have not provided a single definite value of the primordial D/H ratio. At the present time, it is not known whether the higher estimates of the primordial D/H ratio reported are artifacts due to the mimicking of the D I line by an H I interloper, or whether

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 538:L1–L6, 2000 July 20
 © 2000. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

OVERVIEW OF THE *FAR ULTRAVIOLET SPECTROSCOPIC EXPLORER* MISSION

H. W. MOOS,¹ W. C. CASH,² L. L. COWIE,³ A. F. DAVIDSEN,¹ A. K. DUPREE,⁴ P. D. FELDMAN,¹ S. D. FRIEDMAN,¹
 J. C. GREEN,² R. F. GREEN,⁵ C. GRY,^{6,7} J. B. HUTCHINGS,⁸ E. B. JENKINS,⁹ J. L. LINSKY,¹⁰ R. F. MALINA,^{6,11}
 A. G. MICHALITSIANOS,^{12,13} B. D. SAVAGE,¹⁴ J. M. SHULL,^{2,10} O. H. W. SIEGMUND,¹⁵ T. P. SNOW,²
 G. SONNEBORN,¹³ A. VIDAL-MADJAR,¹⁶ A. J. WILLIS,¹⁷ B. E. WOODGATE,¹³ AND D. G. YORK¹⁸
FUSE Science Team

AND

T. B. AKE,^{1,19} B-G ANDERSSON,¹ J. P. ANDREWS,² R. H. BARKHOUSER,¹ L. BIANCHI,^{1,20} W. P. BLAIR,¹ K. R. BROWNSBERGER,²
 A. N. CHA,¹ P. CHAYER,^{1,17} S. J. CONARD,¹ A. W. FULLERTON,^{1,21} G. A. GAINES,¹⁵ R. GRANGE,⁶ M. A. GUMMIN,¹⁵
 G. HEBBARD,¹⁶ G. A. KRISS,^{1,22} J. W. KRUK,¹ D. MARK,²³ D. K. MCCARTHY,^{1,24} C. L. MORBEY,⁸ R. MUROWINSKI,⁸
 E. M. MURPHY,¹ W. R. OEGERLE,¹ R. G. OHL,¹ C. OLIVEIRA,¹ S. N. OSTERMAN,² D. J. SAHNOW,¹ M. SAISSE,⁶
 K. R. SEMBACH,¹ H. A. WEAVER,¹ B. Y. WELSH,¹⁵ E. WILKINSON,² AND W. ZHENG¹
FUSE Instrument Team and *FUSE* Science Operations Team

Received 2000 March 22; accepted 2000 June 13; published 2000 July 20

ABSTRACT

The *Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer* satellite observes light in the far-ultraviolet spectral region, 905–1187 Å, with a high spectral resolution. The instrument consists of four co-aligned prime-focus telescopes and Rowland spectrographs with microchannel plate detectors. Two of the telescope channels use Al : LiF coatings for optimum reflectivity between approximately 1000 and 1187 Å, and the other two channels use SiC coatings for optimized throughput between 905 and 1105 Å. The gratings are holographically ruled to correct largely for astigmatism and to minimize scattered light. The microchannel plate detectors have KBr photocathodes and use photon counting to achieve good quantum efficiency with low background signal. The sensitivity is sufficient to examine reddened lines of sight within the Milky Way and also sufficient to use as active galactic nuclei and QSOs for absorption-line studies of both Milky Way and extragalactic gas clouds. This spectral region contains a number of key scientific diagnostics, including O VI, H I, D I, and the strong electronic transitions of H₂ and HD.

Subject headings: instrumentation: spectrographs — space vehicles — telescopes — ultraviolet: general

1. INTRODUCTION

The *Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer* (*FUSE*) is a NASA astronomy mission, developed in cooperation with the Canadian Space Agency and the Centre National d'Etudes Spatiales of France, that is exploring the far-ultraviolet (FUV) universe from 905 to 1187 Å with high spectral resolution. *FUSE* was launched 1999 June 24 on a Delta II rocket. Early Release Observations, which are the basis of the Letters in this issue of

the *Astrophysical Journal*, began in 1999 October, and regular science operations commenced in 1999 December.

After the decommissioning of the *Copernicus* mission (Spitzer & Jenkins 1975) in 1981, it was clear that a follow-up mission with a much higher sensitivity and a velocity resolution comparable to or better than that of *Copernicus* (~15 km s⁻¹ FWHM)²⁵ was highly desirable. The utilization of modern detectors and mirror technology opens the spectral bandpass from the short-wavelength cutoff of the *Hubble Space Telescope* (*HST*) down to the H I photoionization limit at 912 Å for observations at distances far beyond the ~1 kpc limit for routine *Copernicus* measurements. *FUSE* received strong sup-

¹ Department of Physics and Astronomy, Johns Hopkins University, 3400 North Charles Street, Baltimore, MD 21218.

² Center for Astrophysics and Space Astronomy, Department of Astrophysical and Planetary Sciences, University of Colorado, Campus Box 389, Boulder, CO 80309.

³ Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822.

⁴ Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138.

⁵ National Optical Astronomy Observatories, P.O. Box 26732, Tucson, AZ 85726.

⁶ Laboratoire d'Astronomie Spatiale, B.P. 8, 13376 Marseille Cedex 12, France.

⁷ ISO Data Center, ESA Astrophysics Division, P.O. Box 50727, 28080 Madrid, Spain.

⁸ Herzberg Institute of Astrophysics, National Research Council of Canada, 5071 West Saanich Road, Victoria, BC V8X 4M6, Canada.

⁹ Princeton University Observatory, Princeton, NJ 08544.

¹⁰ JILA, University of Colorado and NIST, Campus Box 440, Boulder, CO 80309.

¹¹ Center for EUV Astrophysics, University of California, Berkeley, 2150 Kittredge Street, Berkeley, CA 94720.

¹² Deceased.

¹³ Laboratory for Astronomy and Solar Physics, NASA Goddard Space Flight Center, Code 681, Greenbelt, MD 20771.

¹⁴ Department of Astronomy, University of Wisconsin, 475 North Charter Street, Madison, WI 53706.

¹⁵ Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, Berkeley, CA 94720.

¹⁶ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France.

¹⁷ Department of Physics and Astronomy, University College London, Gower Street, London WC1E 6BT, England, UK.

¹⁸ Department of Astronomy and Astrophysics, University of Chicago, 5640 South Ellis Avenue, Chicago, IL 60637.

¹⁹ Computer Science Corporation, Lanham, MD 20706.

²⁰ Astronomical Observatory of Torino, I-10025 Pino Torinese (TO), Italy.

²¹ Primary affiliation: Department of Physics and Astronomy, University of Victoria, P.O. Box 3055, Victoria, BC V8W 3P6, Canada.

²² Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218.

²³ Swales Associates, 5050 Powder Mill Road, Beltsville, MD 20705.

²⁴ Present address: Swales Associates, 5050 Powder Mill Road, Beltsville, MD 20705.

²⁵ FWHM of a spectral profile. All resolution widths are FWHM unless specifically stated otherwise.

L1

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 538:L69–L72, 2000 July 20
 © 2000. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

FAR ULTRAVIOLET SPECTROSCOPIC EXPLORER OBSERVATIONS OF THE HD MOLECULE TOWARD HD 73882

R. FERLET,¹ M. ANDRÉ,² G. HÉBRARD,¹ A. LECAVELIER DES ETANGS,¹ M. LEMOINE,³ G. PINEAU DES FORÊTS,⁴ E. ROUEFF,⁴
 B. L. RACHFORD,⁵ J. M. SHULL,⁵ T. P. SNOW,⁵ J. TUMLINSON,⁵ A. VIDAL-MADJAR,¹ D. G. YORK,⁶ AND H. W. MOOS²

Received 2000 March 23; accepted 2000 June 8; published 2000 July 17

ABSTRACT

The Lyman and Werner band systems of deuterated molecular hydrogen (HD) occur in the far-UV range below 1120 Å. The high sensitivity of the *FUSE* mission can give access, at moderate resolution, to hot stars shining through translucent clouds in the hope of observing molecular cores in which deuterium is essentially in the form of HD. Thus, the measurement of the HD/H₂ ratio may become a powerful new tool to evaluate the deuterium abundance, D/H, in the interstellar medium. We report on the detection of HD toward the high-extinction star HD 73882 ($E_{B-V} = 0.72$). A preliminary analysis is presented.

Subject headings: ISM: abundances — ISM: clouds — ISM: lines and bands — ISM: molecules — ultraviolet: general

1. INTRODUCTION

It has long been recognized that the primordial abundance of deuterium represents the most sensitive probe of the baryonic density Ω_b in the universe (see, e.g. Schramm & Turner 1998; Olive, Steigman, & Walker 1999). Moreover, the abundance of deuterium at any epoch is a lower limit to its primordial abundance since deuterium is destroyed solely in stars of any mass. Therefore, D/H is also an efficient tracer of the universal star formation rate. However, the evolution of the deuterium abundance from zero to solar metallicity is still unclear.

Measurements of the atomic (D/H) ratio have been performed in different astrophysical sites, namely in moderate- to high-redshift quasar absorbers, in the presolar nebula and in the local interstellar medium (for reviews, see, e.g., Ferlet & Lemoine 1996; Linsky 1998; Vidal-Madjar, Ferlet, & Lemoine 1998; Lemoine et al. 1999). These studies indicate that D/H may vary within the local interstellar medium by a factor as high as ~ 2 over spatial scales of a few tens of parsecs (Vidal-Madjar et al. 1998; Jenkins et al. 1999; Sonneborn et al. 2000), while presolar and quasar absorbers' D/H abundances are limited by the existing scatter in the results.

Deuterated molecules are another means of estimating the deuterium abundance. To date, over 20 single D-bearing species and two doubly deuterated molecules, D₂CO and ND₂H, have been observed at radio frequencies, both in cold interstellar dark clouds and in warmer star-forming regions (see, e.g., Roueff et al. 2000). Chemical fractionation takes place in cold regions, however, and mantle desorption of grains is often invoked in star-forming regions. Deriving accurate deuterium fractional abundances using these molecules is therefore very difficult.

Recently, the $R(2)$ transition at 37.7 μm of HD has been detected with the *Infrared Space Observatory* (*ISO*) in giant

planets (Feuchtgruber et al. 1999) and the pure rotational $J = 1 \rightarrow 0$ line at 112 μm toward the Orion Bar (Wright et al. 1999). Bertoldi et al. (1999) have also detected the excited rotational line at 19.43 μm of HD $J = 6 \rightarrow 5$ in Orion KL, a molecular outflow region. Although *ISO* thus opened the sky to HD emission, the derived column densities depend strongly on the modeling of HD excitation and on extinction corrections. With *Copernicus*, H₂ and HD molecules were observed in absorption in the ultraviolet in diffuse interstellar clouds such as that toward ζ Oph (Wright & Morton 1979). However, the low HD/H₂ value found (a few times 10^{-7} to a few times 10^{-6}) reflects the mostly atomic nature of these diffuse clouds; to determine the D/H ratio from these data requires a detailed model of the formation and of the destruction of HD.

Because of its high throughput, the *Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer* (*FUSE*; Moos et al. 2000) can give access to denser molecular clouds within which one might expect H and D to be essentially in their molecular form. If so, no chemical fractionation correction will be required, and accurate deuterium abundances could result directly from the measurement of the HD/H₂ ratio. In § 2, we present *FUSE* observations of HD in the translucent cloud in front of the star HD 73882 along with the data reduction and analysis. A companion Letter by Snow et al. (2000) describes the H₂ observations. A preliminary discussion is given in § 3, while some conclusions are drawn in § 4.

2. FUSE OBSERVATIONS OF HD 73882

Twenty-seven years after *Copernicus*, *FUSE* was successfully launched on 1999 June 24 from Cape Canaveral. It has a sensitivity in the wavelength range from slightly below the Lyman limit (905 Å) to 1187 Å, about 10^4 times that of *Copernicus* (Moos et al. 2000). The higher throughput comes about because of a guider that can be used for fainter stars and an array detector instead of a scanning photomultiplier tube. Many absorption lines from different rotational states of H₂ and HD are available within that range.

The bright early-type (O8.5 V) star HD 73882 at about 925 pc has been the first target shining through a translucent cloud, with a reddening $E_{B-V} = 0.72$ or $A_v = 2.44$ (note that $E_{B-V} \sim 0.3$ and $A_v \sim 1$ were the highest values observable by *Copernicus*), to be observed with *FUSE* in the time-tagged mode, for a total integration time of ≈ 7 hr between 1999 October 30 and 31. At this time, the spectrograph was still unfocused,

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France.

² Department of Physics and Astronomy, Johns Hopkins University, 3400 North Charles Street, Baltimore, MD 21218.

³ Département d'Astrophysique Relativiste et de Cosmologie, UMR-8629 CNRS, Observatoire de Paris-Meudon, F-92195 Meudon, France.

⁴ Département d'Astrophysique Extragalactique et de Cosmologie, Observatoire de Paris, F-92195 Meudon, France.

⁵ Center for Astrophysics and Space Astronomy, Campus Box 389, University of Colorado, Boulder, CO 80309.

⁶ Department of Astronomy and Astrophysics, University of Chicago, 5640 South Ellis Avenue, Chicago, IL 60637.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 538:L77–L80, 2000 July 20
© 2000. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

NO DIFFUSE H₂ IN THE METAL-DEFICIENT GALAXY I Zw 18

A. VIDAL-MADJAR,¹ D. KUNTH,¹ A. LECAVELIER DES ETANGS,¹ J. LEQUEUX,² M. ANDRÉ,³ L. BENJAFEL,¹
R. FERLET,¹ G. HÉBRARD,¹ J. C. HOWK,³ J. W. KRUK,³ M. LEMOINE,⁴ H. W. MOOS,³ K. C. ROTH,³
G. SONNEBORN,⁵ AND D. G. YORK⁶

Received 2000 March 23; accepted 2000 June 13; published 2000 July 17

ABSTRACT

The metal-deficient starburst galaxy I Zw 18 has been observed with the *Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer* (*FUSE*) in a search for H₂ molecules. The spectrum obtained with an aperture covering the full galaxy shows no absorption lines of diffuse H₂ at the radial velocity of the galaxy. The upper limit for the diffuse H₂ column density is found to be very low, $N(\text{H}_2) \lesssim 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ (10σ), unlike our Galaxy where H₂ is generally present for even low H I column densities. Although the H I column density here is as high as $N(\text{H I}) \approx 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, we observe $2N(\text{H}_2)/N(\text{H I}) \ll 10^{-6}$. We cannot exclude the possibility that some H₂ could be in very dense, small, and discrete clumps that cannot be detected with the present observation. However, the remarkable absence of diffuse H₂ in this metal-poor galaxy can be explained by the low abundance of dust grains (needed to form this molecule from H atoms), the high ultraviolet flux, and the low density of the H I cloud surrounding the star-forming regions. Thus, having eliminated diffuse H₂ as a significant contributor to the total mass, it appears that the gas of the galaxy is dominated by H I and that the high dynamical mass is not composed of cold and diffuse baryonic dark matter.

Subject headings: galaxies: abundances — galaxies: dwarf — galaxies: individual (I Zw 18) — galaxies: ISM — ISM: molecules — ultraviolet: galaxies

1. INTRODUCTION

I Zw 18 (Mrk 116) is a dwarf blue compact galaxy presently experiencing a strong burst of star formation that has produced a pair of bright H II regions. This galaxy has the smallest known abundance of heavy elements that are derived from the ionized gaseous component. Its oxygen abundance is only $\sim 1/50$ of that of the Sun. The distribution and kinematics of neutral hydrogen derived from aperture-synthesis observations have been discussed in several works. These works have derived H I masses in the range of $(3\text{--}7) \times 10^7 M_\odot$ and dynamical masses in the range of $(3\text{--}9) \times 10^8 M_\odot$ (Lequeux & Viallefond 1980; Viallefond, Lequeux, & Comte 1987; van Zee, Westphal, & Haynes 1998). Van Zee et al. (1998) have emphasized the complexity of the H I velocity fields, while Martin (1996) and Petrosian et al. (1997) have discussed the ionized component. It has been suggested that objects with a localized massive star formation surrounded by large H I envelopes might contain a significant reservoir of molecular hydrogen. Such material could represent a significant fraction of the dark matter (Lequeux & Viallefond 1980). Attempts to detect CO in H II galaxies have so far been unsuccessful (Combes 1986; Young et al. 1986; Arnault et al. 1988; Sage et al. 1992; Israël, Tacconi, & Baas 1995; Gondhalekar et al. 1998). This lack of detection does not necessarily imply a lack of H₂; the CO excitation could be lower than for molecular clouds in our Galaxy, or CO might be more photo-

dissociated than H₂, but perhaps most importantly, C and O are highly underabundant in these metal-deficient galaxies. The lack of detectable molecular material also has other important implications for galaxies like I Zw 18. Given the chemically unevolved nature of I Zw 18 and its lack of organized gas dynamics and/or spiral arms, it is unclear where and how this galaxy formed the molecular gas thought to be required to form the current generation of young stars.

Therefore, we observed I Zw 18 with the *Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer* (*FUSE*; Moos et al. 2000) with the aim of detecting cold molecular hydrogen lines in absorption against the stellar continuum of blue massive stellar clusters. In § 2 we describe the observations and the data analysis; the results are discussed in § 3.

2. DATA ANALYSIS

I Zw 18 has been observed for 31,600 s on 1999 November 28 with *FUSE* through the two LiF channels ($\sim 980\text{--}1187 \text{ \AA}$). The large entrance aperture ($30'' \times 30''$) has been used, fully covering the galaxy. The data have been processed with the pipeline version 1.5. The spectral resolution is defined by both the instrument and the size of the galaxy ($10''$). We find a resolution of about $\lambda/\Delta\lambda \sim 10,000$ with a signal-to-noise ratio (S/N) of ~ 10 per resolution element.

Many absorption lines are clearly detected. They correspond to the three main components at different radial velocities: -260 , -100 , and 650 km s^{-1} . These can easily be identified with the known high-velocity cloud at -160 km s^{-1} , the clouds within the Galaxy expected at low radial velocity, and I Zw 18 itself with a redshift of 750 km s^{-1} . We thus conclude that there is a systematic wavelength shift in the whole spectrum corresponding to a blueshift of about 100 km s^{-1} , respectively. This systematic wavelength shift can be explained by the preliminary wavelength calibration of *FUSE* and by the position of the target possibly off-center of the slit. All the velocities quoted below refer to the

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France.

² Département de Matière Interstellaire et Radioastronomie Millimétrique, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, F-75014 Paris, France.

³ Department of Physics and Astronomy, Johns Hopkins University, 3400 North Charles Street, Baltimore, MD 21218.

⁴ Département d'Astrophysique Relativiste et de Cosmologie, UMR-8629 CNRS, Observatoire de Paris-Meudon, Place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France.

⁵ Laboratory for Astronomy and Solar Physics, NASA Goddard Space Flight Center, Code 680, Greenbelt, MD 20771.

⁶ Department of Astronomy and Astrophysics, University of Chicago, 5640 South Ellis Avenue, Chicago, IL 60637.

Bibliographie

- Acker, A., Ochsenbein, F., Stenholm, B., Tylanda, R., Marcout, J., Schohn, C., 1992, *Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae*, European Southern Observatory.
- Adams, T. F., 1976, A&A 50, 461.
- Alpher, R. A., Bethe, H., Gamow, G., 1948, Phys. Rev. 73, 803.
- Amram, Ph., Boulesteix, J., Georgelin, Y. M., Laval, A., Le Coarer, E., Marcelin, M., Rosado, M., 1991, The Messenger 64, 44.
- Barstow, M. A., Hubeny, I., Holberg, J. B., 1999, MNRAS 307, 884.
- Beckers, J. M., 1975, ApJ 195, L43.
- Beer, R., Taylor, F., 1973, ApJ 179, 309.
- Ben Jaffel, L., et al., 1994, BAAS 26, 1100.
- Ben Jaffel, L., et al., 1997, *The Scientific return of GHRs*.
- Bergeron, P., Wesemael, F., Beauchamp, A., Wood, M. A., et al., 1994, ApJ 432, 305.
- Bertin, P., Vidal-Madjar, A., Lallement, R., Ferlet, R., Lemoine, M., 1995a, A&A 302, 889.
- Bertin, P., Lamers, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Lallement, R., 1995b, A&A 302, 899.
- Bertoldi, F., Timmermann, R., Rosenthal, D., Drapatz, S., Wright, C. M., 1999, A&A 346, 267.
- Bethe, H., 1939, Phys. Rev. 55, 103.
- Black, D. C., 1971, Nature Physic Sci. 234, 148.
- Blair, B., Oegerle, B., Kruk, J., Friedman, S., Ake, T., Murphy, E., Fullerton, A., Kriss, J., Sahnou, D., 2000, *FUSE Observers's Guide*, version 2.1.
- Bluhm, H., Marggraf, O., de Boer, K. S., Richter, P., Heber, U., 1999, A&A 352, 287.
- Bockelee-Morvan, D., Gautier, D., Lis, D. C., Young, K., Keene, J., Phillips, T., Owen, T., Crovisier, J., Goldsmith, P. F., Bergin, E. A., Despois, D., Wootten, A., 1998, Icarus 133, 147.
- Bonifacio, P., Molaro, P., 1997, MNRAS 285, 847.
- Boyd, R. N., Ferland, G. J., Schramm, D. N., 1989, ApJ 336, L1.
- Bradt, H. L., Peters, B., 1948, Phys. Rev. 77, 54.
- Bruston, P., Audouze, J., Vidal-Madjar, A., Laurent, C., 1981, ApJ 243, 161.
- Burles, S., Tytler, D., 1997, Proceedings of the ISSI workshop, *Primordial Nuclei and their Galactic Evolution* (astro-ph/9712265).
- Burles, S., Tytler, D., 1998a, ApJ 499, 699.
- Burles, S., Tytler, D., 1998b, ApJ 507, 732.
- Burles, S., Kirkman, D., Tytler, D., 1999, ApJ 519, 18.
- Caplan, J., Ye, T., Deharveng, L., Turtle, A. J., Kennicutt, R. C., 1996, A&A 307, 403.
- Carswell, R. F., Rauch, M., Weymann, R. J., Cooke, A. J., Webb, J. K., 1994, MNRAS 268, L1.
- Carswell, R. F., Webb, J. K., Lanzetta, K. M., Baldwin, J. A., Cooke, A. J., Williger, G. M., Rauch, M., Irwin, M. J., Robertson, J. G., Shaver, P. A., 1996, MNRAS 278, 506.

- Cesarsky, D. A., Moffet, A. T., Pasachoff, J. M., 1973, ApJ 180, L1.
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., 2000, ApJ 542, L119.
- Chengalur, J. N., Braun, R., Burton, W. B., 1997, A&A 318, L35.
- Chupp, E. L., 1984, ARA&A 22, 359.
- Clayton, C. A., Ivchenko, V. N., Meaburn, J., Walsh, J. R., 1985, MNRAS 216, 761.
- Copi, C. J., 1997, ApJ 487, 704.
- Cox, P., Boulanger, F., Huggins, P. J., Tielens, A. G. G. M., Forveille, T., Bachiller, R., Cesarsky, D., Jones, A. P., Young, K., Roelfsema, P. R., Cernicharo, J., 1998, ApJ 495, L23.
- De Bernardis, P., et al., 2000, Nature 404, 955.
- D'Odorico, S., Kaper, L., 2000, *UVES User Manual*, V 1.0.
- Epstein, R. I., Lattimer, J. M., Schramm, D. N., 1976, Nature 263, 198.
- Feibelman, W. A., Oliverson, N. A., Nichols-Bohlin, J., Garhart, M. P., 1988, *IUE spectral atlas of PN, CS and related objects*, NASA GFSC.
- Ferlet, R., 1981, A&A 98, L1.
- Ferlet, R., Dennefeld, M., Spite, M., 1983, A&A 124, 172.
- Ferlet, R., André, M., Hébrard, G., Lecavelier-des-Étangs, A., Lemoine, M., Pineau-des-Forêts, G., Roueff, E., Rachford, B., Shull, J. M., Snow, T. P., Tumlinson, J., Vidal-Madjar, A., York, D. G., Moos, H. W., 2000, ApJ 538, L69.
- Finley, D. S., Koester, D., Basri, G., 1997, ApJ 488, 375.
- Galli, D., Palla, F., Ferrini, F., Penco, U., 1995, ApJ 443, 536.
- Gamow, G., 1946, Phys. Rev. 70, 572.
- Garmany, C. D., Conti, P. S., Chiosi, C., 1982, ApJ 263, 777.
- Gautier, D., Morel, P., 1997, A&A 323, L9.
- Geiss, J., Reeves, H., 1972, A&A 18, 126.
- Gilmozzi, R., Dierickx, P., 2000, ESO, The Messenger 100, 1.
- Gölz, M., et al., 1998, proceedings du Symposium IAU 166, "The Local Bubble and Beyond", D. Breitschwerdt, M. J. Freyberg, & J. Trümper Eds., Springer, Berlin, 75.
- Grandi, S. A., 1975, ApJ 196, 465.
- Hanany, S., et al., 2000, ApJL sous presse, (astro-ph/0005123).
- Hébrard, G., Lemoine, M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., 1997, A&A, 324, 1145.
- Hébrard, G., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., 1998, CFHT Information Bulletin 38.
- Hébrard, G., Mallouris, C., Ferlet, R., Koester, D., Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., York, D., 1999a, A&A 350, 643.
- Hébrard, G., Péquignot, D., Vidal-Madjar, A., Walsh, J. R., Ferlet, R., 1999b, proceedings du Symposium IAU 198, "The Light Elements and their Evolution", ASP Conf. Series, L. da Silva, J. R. de Meideros & M. Spite Eds.
- Hébrard, G., Péquignot, D., Vidal-Madjar, A., Walsh, J. R., Ferlet, R., 2000a, A&A 354, L79.
- Hébrard, G., Péquignot, D., Vidal-Madjar, A., Walsh, J. R., Ferlet, R., 2000b, CFHT Information Bulletin 41, 7.
- Hébrard, G., Péquignot, D., Walsh, J. R., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 2000c, A&A 364, L31.
- Heiles, C., McCullough, P., Glassgold, A., 1993, ApJS 89, 271.
- Heiligman, G. M., Trauger, J. T., 1984, BAAS 16, 464.
- Hester, J. J., et al., 1996, AJ 111, 2349.
- Hogan, C. J., 1998, Space Sci. Rev. 84, 127.

- Holberg, J. B., Barstow, M. A., Buckley, D. A. H., Chen, A., Dreizler, S., Marsh, M. C., O'Donoghue, D., Sion, E. M., Tweedy, R. W., Vauclair, G., Werner, K., 1993, *ApJ* 416, 806.
- Holberg, J. B., Barstow, M. A., Sion, E. M., 1998, *ApJS* 119, 207.
- Howk, J. C., Sembach, K. R., 2000, *AJ* 119, 2481.
- Hui, A. K., Armstrong, B., H., Wray, A. A., 1978, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 19, 509.
- Izmodenov, V. V., Lallement, R., Malama, Y. G., 1999, *A&A* 342, L13.
- Izotov, Y. I., Thuan, T. X., 1998, *ApJ* 500, 188.
- Jaffe, A. H., et al., 2000, ([astro-ph/0007333](#)).
- Jedamzik, K., Fuller, G. M., 1997, *ApJ* 483, 560.
- Jefferts, K. B., Penzias, A. A., Wilson, R. W., 1973, *ApJ* 179, L57.
- Jenkins, E. B., Tripp, T. M., Wozniak, P. A. R., Sofia, U. J., Sonneborn, G., 1999, *ApJ* 520, 182.
- Jordan, S., Napiwotzki, R., Koester, D., Rauch, T., 1997, *A&A* 318, 461.
- Jura, M. A., 1982, *Four Years of IUE Research*, NASA CP 2238, 54.
- Kinman, T. D., 1956, *MNRAS* 116, 77.
- Kirkman, D., Tytler, D., Burles, S., Lubin, D., O'Meara, J. M., 2000, *ApJ* 529, 655.
- Kruk, J. W., Werner, K., 1998, *ApJ* 502, 858.
- Lallement, R., Bertin, P., 1992, *A&A* 266, 479.
- Lallement, R., Bertin, P., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., Bertaux, J. L., 1994, *A&A* 286, 898.
- Landsman, W., Sofia, U. J., Bergeron, P., 1996, *Science with the Hubble Space Telescope - II*, STScI, 454.
- Lanz, T., Barstow, M. A., Hubeny, I., Holberg, J. B., 1996, *ApJ* 473, 1089.
- Lasserre, T., et al. (The EROS collaboration), 2000, *A&A* 355, L39.
- Laurent, C., Vidal-Madjar, A., York, D. G., 1979, *ApJ* 229, 923.
- Lecluse, C., Robert, F., Gautier, D., Guiraud, M., 1996, *Plan. Space Sci.* 44, 1579.
- Lee, H.-W., Hyung, S., 2000, *ApJ* 530, L49.
- Lellouch, E., et al., 1997, *Proceedings of the ISO workshop at Vispa, Oct. 97*, ESA-SP 419, 131.
- Lemoine, M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., 1995, *A&A* 298, 879.
- Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., Bertin, P., Ferlet, R., Gry, C., Lallement, R., 1996, *A&A* 308, 601.
- Lemoine, M., Audouze, J., Ben Jaffel, L., Feldman, P., Ferlet, R., Hébrard, G., Jenkins, E. B., Mallouris, C., Moos, W., Sembach, K., Sonneborn, G., Vidal-Madjar, A., York, D. G., 1999, *New Astronomy* 4, 231.
- Levshakov, S. A., 1998, *Proceedings des Xth Rencontres de Blois* ([astro-ph/9808295](#)).
- Linsky, J. L., Brown, A., Gayley, K., Diplas, A., Savage, B. D., Ayres, T. R., Landsman, W., Shore, S. W., Heap, S. R., 1993, *ApJ* 402, 694.
- Linsky, J. L., Diplas, A., Wood, B. E., Brown, A., Ayres, T. R., Savage, B. D., 1995, *ApJ* 451, 335.
- Linsky, J. L., Wood, B. E., 1996, *ApJ* 463, 254.
- Liu, X.-W., Barlow, M. J., et al., 2000, *MNRAS*, en préparation.
- Lubowich, D. A., Pasachoff, J. M., Balonek, T. J., Millar, T. J., Tremonti, C., Roberts, H., Galloway, R. P., 2000, *Nature* 405, 1025.
- Mahaffy, P. R., Donahue, T. M., Atreya, S. K., Owen, T. C., Nieman, H. B., 1998, *Space Sci. Rev.* 84, 251.
- Massey, R. M., Meaburn, J., 1995, *MNRAS* 273, 615.
- Meaburn, J., Walsh, J. R., 1981, *A&SS* 74, 169.

- Meier, R., Owen, T. C., Matthews, H. E., Jewitt, D. C., Bockelee-Morvan, D., Biver, N., Crovisier, J., Gautier, D., 1998, *Science* 279, 842.
- Mermilliod, J. C., 1994, *Open Cluster Data Base, Version 2.0*.
- Meyer, D. M., Cardelli, J. A., Sofia, U. J., 1997, *ApJ* 490, L103.
- Meyer, D. M., Jura, M., Cardelli, J. A., 1998, *ApJ* 493, 222.
- Molaro, P., Bonifacio, P., Centurion, M., Vladilo, G., 1999, *A&A* 349, L13.
- Moos, H. W., et al., 2000, *ApJ* 538, L1.
- Morton, D. C., 1991, *ApJS* 77, 119.
- Morton, D. C., 1999, communication privée.
- Mullan, D. J., Linsky, J. L., 1999, *ApJ* 511, 502.
- Napiwotzki, R., Hurwitz, M., Jordan, S., Bbowyer, S., Koester, D., Weidemann, V., Lampton, M., Edelstein, J., 1995, *A&A* 300, L5.
- Niemann, H. B., et al., 1996, *Science* 272, 846.
- O'Dell, C. R., Henney, W. J., Ferland, G., 2000, en préparation.
- Oegerle, W. R., Murphy, E. M., Kriss, G. A., 2000, *The Fuse Data Handbook*.
- Olive, K. A., Steigman, G., Skillman, E. D., 1997, *ApJ* 483, 788.
- O'Meara, J. M., Tytler, D., Kirkman, D., Suzuki, N., Prochaska, J. X., Lubin, D., Wolfe, A. M., 2000, soumis à *ApJ* (**astro-ph/0011179**).
- Owen, T., Lutz, B., De Bergh, C., 1986, *Nature* 320, 244.
- Peimbert, M., Wallerstein, G., 1965, *ApJ* 141, 582.
- Peimbert, M., Wallerstein, G., Pilachowski, C., 1981, *A&A* 104, 72.
- Peimbert, M., Peimbert, A., 2000, proceedings du Symposium IAU 198, "The Light Elements and their Evolution", ASP Conf. Series, L. da Silva, J. R. de Meideros & M. Spite Eds.
- Péquignot, D., Baluteau, J.-P., Morisset, C., Boisson, C., 1997, *A&A* 323, 217.
- Pinsonneault, M. H., Deliyannis, C. P., Demarque, C. P., 1992, *ApJS* 78, 179.
- Prantzos, N., 1996, *A&A* 310, 106.
- Reeves, H., Fowler, W. A., Hoyle, F., 1970, *Nature* 226, 727.
- Reeves, H., Audouze, J., Fowler, W. A., Schramm, D. N., 1973, *ApJ* 179, 909.
- Rickard, J. J., 1974, *A&A* 31, 47.
- Rogerson, J., York, D., 1973, *ApJ* 186, L95.
- Roueff, E., 1999, communication privée.
- Routly, P. M., Spitzer, L., 1952, *ApJ* 115, 227.
- Rubin, R. H., Simpson, J. P., Haas, M. R., Erickson, E. E., 1991, *PASP* 103, 834.
- Rugers, M., Hogan, C. J., 1996a, *ApJ* 459, L1.
- Rugers, M., Hogan, C. J., 1996b, *AJ* 111, 2135.
- Ryan, R. G., Norris, J. E., Beers, T. C., 1999, *ApJ* 523, 654.
- Sahnow, D. J., et al., 2000, *ApJ* 538, L7.
- Sahu, M. S., Landsman, W., Bruhweiler, F. C., Gull, T. R., Bowers, C. A., Lindler, D., Feggans, K., Barstow, M. A., Hubeny, I., Holberg, J. B., 1999, *ApJ* 523, L159.
- Savage, B. D., Massa, D., Meade, M., Wesselius, P. R., 1985, *ApJS* 59, 397.
- Scully, S., Cassé, M., Olive, K. A., Vangioni-Flam, E., 1997, *ApJ* 476, 521.
- Selvelli, P. L., Bonifacio, P., 2000, *A&A*, sous presse (**astro-ph/0008060**).
- Smith, W. H., Schempp, W. V., Baines, K. H., 1989, *ApJ* 336, 967.
- Songaila, A., Cowie, L. L., Hogan, C. J., Rugers, M., 1994, *Nature* 368, 599.

- Songaila, A., Wampler, E. J., Cowie, L. L., 1997, *Nature* 385, 137.
- Sonneborn, G., Tripp, T. M., Ferlet, R., Jenkins, E. B., Sofia, U. J., Vidal-Madjar, A., Woźniak, P. R., 2000, *ApJ* sous presse (**astro-ph/0007238**).
- Spite, F., Spite, M., 1982, *A&A* 115, 357.
- Steigman, G., 1998, *Proceedings of the Second Oak Ridge Symposium on Atomic & Nuclear Astrophysics*, (Oak Ridge, TN, December 2-6, 1997), ed. A. Mezzacappa (Institute of Physics, Bristol) (**astro-ph/9803055**).
- Storey, P. J., Hummer, D. G., 1995, *MNRAS* 272, 41.
- Tielens, A. G. G. M. Hollenbach, D. C., 1985, *ApJ* 291, 722.
- Traub, W. A., Carleton, N. P., Hegyi, D. J., 1974, *ApJ* 190, L81.
- Tripp, T. M., Savage, B. D., Jenkins, E. B., 2000, *ApJ* 534, L1.
- Tytler, D., Fan, X.-M., Burles, S., 1996, *Nature* 381, 207.
- Tytler, D., Burles, S., 1997, in *Origin of Matter and Evolution of Galaxies*, Ed. T. Kajino et al., Singapore: World Scientific, 37.
- Tytler, D., Burles, S., Lu, L., Fan, X.-M., Wolfe, A., Savage, B., 1999, *AJ* 117, 63.
- Vallerga, J. V., Vedder, P. W., Carig, N., Welsh, B. Y., 1993, *ApJ* 411, 729.
- Vangioni-Flam, E., Cassé, M., 1995, *ApJ* 441, 471.
- Vangioni-Flam, E., Coc, A., Cassé, M., 2000, *A&A* 360, 15.
- van Noort, M., Lanz, T., Lamers, H. J. G. L. M., Kurucz, R. L., Ferlet, R., Hébrard, G., Vidal-Madjar, A., 1998, *A&A* 334, 633.
- Vauclair, S., Charbonnel, C., 1995, *A&A* 295, 715.
- Vidal-Madjar, A., Laurent, C., Bruston, P., Audouze, J., 1978, *ApJ* 223, 589.
- Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Spite, M., Couprie, M. F., 1988, *A&A* 201, 273.
- Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Lemoine, M., 1996, *HST Users' Meeting*, Baltimore, Sept. 12-13, 1996 (**astro-ph/9612020**).
- Vidal-Madjar, A., Lemoine, M., Ferlet, R., Hébrard, G., Koester, D., Audouze, J., Cassé, M., Vangioni-Flam, E., Webb, J. K., 1998, *A&A* 338, 694.
- Vidal-Madjar, A., Kunth, D., Lecavelier-des-Étangs, A., Lequeux, J., André, M., BenJaffel, L., Ferlet, R., Hébrard, G., Howk, J. C., Kruk, J. W., Lemoine, M., Moos, H. W., Roth, K. C., Sonneborn, G., York, D. G., 2000, *ApJ* 538, L77.
- Von Weizsäcker, C. F., 1938, *Phys. Z.* 39, 633.
- Wagoner, R. V., Fowler, W. A., Hoyle, F., 1967, *ApJ* 148, 3.
- Wampler, E. J., Williger, G. M., Baldwin, J. A., Carswell, R. F., et al., 1996, *A&A* 316, 33.
- Watson, W. D., 1973, *ApJ* 182, L73.
- Webb, J. K., Carswell, R. F., Lanzetta, K. M., Ferlet, R., Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., Bowen, D. V., 1997, *Nature* 388, 250.
- Werner, K., Dreizler, S., Heber, U., Kappelman, N., Kruk, J., Rauch, T., Wolff, B. 1997, *Rev. Mod. Astron.* 10, 219.
- Wolff, B., Koester, S., Dreizler, S., Haas, S., 1998, *A&A* 329, 1045.
- Wright, C. M., van Dishoeck, E. F., Cox, P., Sidher, S. D., Kessler, M. F., 1999, *ApJ* 515, L29.
- York, D. G., 1982, *ARA&A* 20, 221.
- York, D. G., Spitzer, L., Jenkins, E. B., Bohlin, R. C., Hill, J., Savage, B. D., Snow, T. P., 1983, *ApJ* 266, L55.

Une erreur peut devenir exacte, selon que celui qui l'a commise s'est trompé ou non.

Pierre Dac